

ЭЛЕКТРОННЫЕ И ИОННЫЕ ПРИБОРЫ

В.Ф.ВЛАГОВ

ЭЛЕКТРОННЫЕ
И ИОННЫЕ ПРИБОРЫ

11960

В. Ф. ВЛАСОВ

ЭЛЕКТРОННЫЕ И ИОННЫЕ ПРИБОРЫ

ИЗДАНИЕ 3-е, ПЕРЕРЕБОТАННОЕ
И ДОПОЛНЕННОЕ

*Допущено Министерством высшего и среднего
специального образования РСФСР
в качестве учебного пособия
для радиотехнических высших учебных заведений
и факультетов*



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ЛИТЕРАТУРЫ
ПО ВОПРОСАМ СВЯЗИ И РАДИО

МОСКВА 1960

Учебник В. Ф. Власова «Электровacuумные приборы», вышедший первым изданием в 1943 г. и вторым в 1949 г., заслуженно пользуется большой популярностью среди студентов, изучающих электровacuумные приборы, и среди радиоспециалистов. Высокое методическое мастерство и большой педагогический опыт автора дали ему возможность написать книгу, в которой глубокое и обстоятельное рассмотрение сложных физических процессов сочетается с простотой и ясностью изложения материала. В 1954 г. В. Ф. Власов начал работу над книгой «Электронные и ионные приборы», но преждевременная смерть его в 1955 г. прервала эту работу в начальной стадии. Подготовку к изданию книги выполнили сотрудники кафедры, которую на протяжении долгих лет возглавлял В. Ф. Власов. За основу был взят написанный автором текст первых шести глав новой книги и учебник «Электровacuумные приборы» издания 1949 г.

Коллектив, готовивший рукопись к изданию, стремился сохранить стиль книги и весь не устаревший и не выходящий за рамки действующей программы втузов связи материал. Вместе с тем потребовалось, не увеличивая общий объем книги, внести в неё значительный по объёму новый материал, соответствующий современному состоянию электроники и действующей программе курса электронных и ионных приборов. В связи с этим были заново написаны главы по полупроводниковым приборам, клистронам, лампам бегущей и обратной волны, дан новый материал по запоминающим трубкам, трохотронам, водородным и безнакальным тиратронам, стабилизаторам коронного разряда и др. В остальном тексте книги также имеется значительное количество (свыше одной трети по объёму) заново написанного материала, органически вошедшего в первоначальный текст.

Руководство подготовкой книги к печати и редактирование всего материала осуществлял В. А. Батушев. Им же были переработаны гл. 1, 4, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 16, 18, §§ 13.8; 13.9; 14.4; заключение и заново написаны §§ 8.3, 11.8, 13.10, 16.3. 22.1, 22.3, 22.4, 22.5, 23.1, 23.2, 23.3, 23.4, 23.5, 23.6, 23.7. С. М. Левитин переработал гл. 2, 3, 19, 20, 21, §§ 13.5, 13.6, 13.7, 14.1, 14.2, 14.3 и заново написал §§ 19.3, 20.5, 21.2, 22.2, 23.8. А. Д. Галяс переработал гл. 5 и заново написал гл. 15, 17 и § 5.2. А. П. Афанасьева переработала гл. 24, §§ 13.1, 13.2, 13.3, 13.4, частично §§ 4.3 и 11.8 и заново написала §§ 18.6 и 24.4.

Отзывы о книге и замечания следует направлять в Связьиздат (Москва-центр, Чистопрудный бульвар, 2).

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ КО 2-му ИЗДАНИЮ

Общий курс электровакуумных приборов читается в электротехнических вузах связи одной из первых дисциплин специально-технического цикла и имеет целью подготовить обучающихся к работе над специальными курсами радиотехники и проводной связи. В соответствии с этой задачей в данной книге рассматривается устройство применяемых в современной технике (главным образом в технике связи) электровакуумных приборов и изучаются физические процессы, характеристики и параметры этих приборов в объёме, необходимом для правильного использования электровакуумных приборов в готовых установках и правильного расчёта рабочих режимов их в новой проектируемой аппаратуре.

Опыт Великой Отечественной войны и послевоенное развитие средств радиосвязи, радиолокации и телевидения показывают, какое большое значение для современной радиотехники имеет диапазон сверхвысоких частот (до сантиметровых волн включительно), и определяют необходимость изучения всех новых, разработанных за последнее десятилетие специально для сверхвысокочастотного диапазона электровакуумных приборов. Поскольку глубоко и подробно изучить работу сверхвысокочастотных приборов в данном общем курсе затруднительно из-за недостаточной ещё подготовленности обучающихся по теоретической радиотехнике, то обязательный учебный материал соответствующих глав этого учебника ограничен ознакомлением с устройством и изложением только принципов работы этих приборов.

Также более кратко в учебнике описаны те электровакуумные приборы (специальные типы газоразрядных приборов, электронно-лучевых трубок, фотоэлектрических приборов), которые имеют относительно меньшее значение для техники связи и о которых обучающиеся, в случае необходимости, смогут самостоятельно найти более подробные сведения в имеющихся у нас весьма хороших специальных учебниках и монографиях (см. указатель литературы).

Вопросы, которые при сокращённом времени на проработку курса электровакуумных приборов следует считать необязательными, выделены в тексте петитом и могут быть опущены при чтении книги без нарушения целостности изложения.

В. ВЛАСОВ

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ЭЛЕКТРОННЫХ И ИОННЫХ ПРИБОРАХ

§ 1.1. Применение и значение электровакуумных приборов в современной технике

Электровакуумными приборами называются приборы, действие которых основано на использовании электрических явлений в вакууме.

Многочисленную группу электровакуумных приборов составляют *разрядные* приборы, основанные на использовании электрических явлений, возникающих при движении свободных элементарных электрических зарядов в вакууме.

Электровакуумные разрядные приборы, в которых прохождение электрического тока через вакуум осуществляется только при помощи свободных электронов, называются *электронными* высоковакуумными приборами. Обязательным условием получения такого чисто электронного разряда является создание в приборе высокого вакуума (давление воздуха внутри прибора должно быть не более 10^{-6} мм рт. ст.). Другие приборы наполняют каким-либо газом, тоже, как, правило, при пониженном давлении; в этом случае при прохождении электрического тока через разреженный газ в электрических процессах участвуют как электроны, так и ионы, получающиеся вследствие ионизации газа, заполняющего прибор; такие приборы называются *ионными* или *газоразрядными*.

Другую группу электровакуумных приборов составляют *безразрядные* приборы, в которых основные рабочие электрические процессы протекают в проводниках, помещённых внутри вакуумного прибора. Примером безразрядных электровакуумных приборов являются электроосветительные лампы накаливания, изобретение которых русским электротехником А. Н. Лодыгиным в 1873 г. положило начало современной электровакуумной технике.

Экспериментальными и теоретическими исследованиями установлено, что при нагревании металлы испускают электроны. При испускании электронов с накаливаемой в вакууме проволоки оказалось возможным получить направленный поток их на другой электрод, изготовленный в форме металлической пластинки, по-

мещённой в вакууме недалеко от накаливаемой проволоки и положительно заряженной относительно неё. Такие явления наблюдались в 1883 г. американским изобретателем Эдисоном, работавшим над усовершенствованием вакуумной лампы накаливания А. Н. Лодыгина.

На основе работ Лодыгина и Эдисона в 1904 г. в Англии были изготовлены первые двухэлектродные лампы, в которых металлическая нить накала (катод) нагревалась током от батареи небольшого напряжения, а в цепь пластинки, называемой анодом, для получения в ней тока достаточной величины, включалась вторая батарея, заряжающая анод положительно относительно нити накала. Основным свойством таких ламп, называемых диодами, является их односторонняя проводимость: ток в цепи пластинки может протекать только в одном направлении от анода, через вакуум к нити накала. В силу этого диоды могут применяться для выпрямления переменных токов, детектирования и т. п.

В 1906—1907 гг. в Америке были сконструированы первые трёхэлектродные лампы-триоды, в которых между катодом и анодом помещался третий электрод в виде решётки или в виде спирали, окружающей нить накала, или в виде сетчатого цилиндра. Независимо от конструкции промежуточного электрода за ним закрепилось название «сетка». Опыт показал, что изменением потенциала сетки можно воздействовать на поток электронов, идущих сквозь отверстия сетки к аноду, т. е. управлять величиной анодного тока. При надлежащей конструкции электродов удаётся небольшими изменениями потенциала сетки создать значительные колебания тока в анодной цепи и тем самым значительные изменения падения напряжения на сопротивлении нагрузки, включённом в анодную цепь лампы, т. е. трёхэлектродную лампу можно использовать как усилитель переменных напряжений. Так как электроны обладают чрезвычайно малой массой и, следовательно, малой инерцией, то перелёт электронов с катода на анод происходит столь быстро, что использование электронных усилительных ламп оказалось особенно ценным в радиотехнике, как области электротехники переменных токов очень высоких частот, где никакие другие электрические устройства (электромагнитные реле и т. п.) не могли быть использованы вследствие своей инерционности.

Сначала трёхэлектродные лампы были применены для усиления напряжений звуковой частоты, получаемых в радиоприёмнике после детектора, затем они были успешно использованы для детектирования и усиления напряжений высокой частоты (в диапазоне длинных волн), что дало возможность построить ламповый приёмник, стоявший неизмеримо выше прежних приёмников с кристаллическими детекторами и по чувствительности и по громкости. Разработка и применение в радиотехнике электронных генераторных ламп позволили заменить громоздкие искровые и дуговые передающие радиостанции удобными ламповыми радиопе-

редатчиками незатухающих колебаний, мощность которых можно было легко изменять от долей ватта до десятков киловатт. При помощи лампового генератора незатухающих колебаний была практически решена проблема радиотелефонии. В период 1913—1920 гг. радиотехника становится ламповой и остается таковой до настоящего времени. Однако следует отметить, что в последние годы в радиотехнике все более прочные позиции завоевывают полупроводниковые приборы, успешно выполняющие ряд функций электронных ламп.

Благодаря использованию электронных ламп радиотехника за короткое время достигла огромных успехов в своём развитии; с другой стороны, необходимо отметить и обратное влияние: развитие радиотехники требовало более совершенных электронных ламп. Эти требования заставляли физиков и конструкторов усиленно работать над созданием новых, более качественных электронных приборов.

Развитие широко вещания после 1920 г. и связанный с этим переход от длинных волн к средним и коротким волнам (т. е. к более высоким частотам) потребовали электронных ламп, более совершенных, чем триоды, в которых большие междуподэлектродные ёмкости не позволяли получать хорошее усиление на высоких частотах. Разработанная в 1924 г. экранированная лампа с двумя сетками (тетрод) и заменившая её несколько позже (1930—1931 гг.) лампа с тремя сетками (пентод) решили эту задачу. Развитие специальных методов радиоприёма вызвало появление новых типов многосеточных частотопреобразовательных ламп (1934—1935 гг.). Появились также разнообразные комбинированные лампы, применение которых позволило значительно уменьшить число ламп в радиоприёмниках.

Особенно наглядно взаимная связь электровакуумной техники и радиотехники проявилась в последние десятилетия, когда радиотехника перешла к освоению и использованию ультракоротких волн (метровый, дециметровый и сантиметровый диапазоны). Для этой цели, во-первых, были значительно усовершенствованы уже известные электронные лампы (в 1935 г. разработаны лампы типа «жолудь», в 1938 г. — металлокерамические триоды, в 1944 г. — маячковые лампы), во-вторых, были разработаны электровакуумные приборы с новыми принципами управления электронным потоком. Сюда относятся многорезонаторные магнетроны (1938 г.), клистроны (1939 г.), лампы бегущей волны (1942 г.), лампы обратной волны (1953 г.) и др. Такие приборы могут генерировать и усиливать колебания очень высоких частот, включая миллиметровый диапазон волн. Эти достижения электровакуумной техники обусловили развитие таких отраслей радиотехники, как радиолокация, радионавигация, импульсная многоканальная радиосвязь.

В связи с развитием способов электрической передачи изображений была проведена большая работа по усовершенствованию

ванию фотоэлектрических приборов, основанных на превращении световой энергии в электрическую, и электронно-световых приборов, преобразующих электрический сигнал в световое изображение.

Количественное применение электронных приборов в современных радиоустройствах можно характеризовать следующими примерами: широковещательный приёмник массового назначения имеет от 5 до 15 электронных ламп, современный телевизионный приёмник имеет от 15 до 25 ламп. В передвижной радиолокационной станции применяется несколько сотен (300—400) различных электронных ламп. В системе электро- и радиоборудования современного тяжёлого самолёта используется до 500 различных электровакуумных приборов, причём значительная часть из них работает в жизненно важных узлах управления механизмами самолёта.

В связи с усложнением электронной аппаратуры и увеличением числа ламп в ней в последние годы значительно возросли требования к долговечности и надёжности электронных ламп, что привело к разработке специальных (миниатюрных и сверхминиатюрных) конструкций стеклянных и керамических электронных ламп. В СССР разработаны лампы со стержневыми электродами.

Значение электровакуумных приборов в современной технике не ограничивается только указанными выше применениями. В настоящее время электровакуумные приборы находят применение почти во всех областях науки и техники. Мы встречаем электровакуумные приборы в физической лаборатории, в астрономической обсерватории, на станкостроительном заводе, на щитах управления электроцентральных, на заводах деревообрабатывающей и пищевой промышленности, в медицинских кабинетах, в аппаратуре геологоразведчиков и т. д. и т. п. Специальные установки для расщепления атомных ядер, электронные микроскопы, мощные генераторные лампы радиопередатчика, слышимого в любой точке земного шара; сверхчувствительные лампы-усилители, позволяющие «услышать» полёт отдельного электрона, фотоэлементы, используемые в астрономии для измерения яркости звёзд и применяемые в современных электрокопировальных станках для автоматической обработки механических деталей с микронной точностью; электронные приборы радиодальномеров, определяющих расстояния в десятки и сотни километров с точностью нескольких метров, электронные счётные машины, содержащие в себе тысячи ламп; приборы управления полётом межконтинентальных ракет и аппаратура искусственных спутников Земли — всё это даёт яркое представление о разнообразии электровакуумных приборов и о широте их применения.

С каждым годом применение различных электровакуумных приборов во всех областях науки, техники и промышленности всё расширяется, так что вопросы теории работы и использования

электровакуумных приборов составляют в настоящее время большую самостоятельную область науки, получившую название электроники.

Широкое применение электровакуумных приборов позволяет говорить о новой «электронной технике», явившейся результатом новых побед человеческой мысли. Если XIX столетие вошло в историю техники, как «век пара», первая половина XX века являлась «веком электричества и радио», то наше время с точки зрения технического развития должно быть названо «веком атомной энергии и электроники».

§ 1.2. Классификация электровакуумных разрядных приборов

Все электровакуумные приборы могут быть классифицированы, кроме указанного в § 1.1 деления по роду разряда, и по другим признакам, например по характеру и методу управления потоком свободных элементарных зарядов, по степени и методу фокусирования потока свободных электронов, по роду катода, по роду охлаждения прибора, по роду оболочки прибора, по характеру преобразования энергии и назначению приборов и т. д.

По характеру преобразования энергии электровакуумные разрядные приборы, подлежащие нашему изучению, подразделяются на следующие группы:

1. *Электропреобразовательные приборы* — сюда относятся все электронные и газоразрядные приборы, используемые для преобразования электрического тока одного вида в другой вид:

а) электровакуумные выпрямительные приборы, предназначенные для преобразования переменного тока в постоянный; сюда входят двухэлектродные электронные лампы («кенотроны») и большое число ионных приборов (ртутные выпрямители, газотроны и др.);

б) приёмно-усилительные лампы, предназначенные в основном для усиления переменных токов в радиоприёмных и маломощных усилительных схемах, преобразования частоты и детектирования. Сюда входят высокочастотные диоды, триоды, тетроды, пентоды, гексоды, гептоды, октоды, комбинированные лампы, а также специальные типы маломощных сверхвысокочастотных приборов—отражательные клистроны, лампы бегущей волны и др.;

в) генераторные и мощные усилительные лампы, предназначенные для работы в схемах ламповых генераторов и мощных усилителей. Кроме мощных триодов, тетродов и пентодов в эту группу в качестве генераторных сверхвысокочастотных ламп входят магнетроны, пролётные клистроны, мощные лампы бегущей и обратной волны и др.;

г) специальные приборы — электронные переключатели, запинающие трубки и др.

2. *Фотоэлектрические приборы*, основанные на явлении фотоэффекта и предназначенные для превращения энергии светового излучения в энергию электрического тока:

а) электровакуумные фотоэлементы;

б) фотоэлементы с внутренним фотоэффектом; эти приборы в отличие от всех прочих, рассматриваемых нами, являются безразрядными приборами;

в) фотоэлектронные умножители, в которых испускаемый фотокатодом электронный поток многократно усиливается за счёт использования вторичной электронной эмиссии;

г) передающие телевизионные трубки — иконоскопы, ортископы, супериконаскопы, суперортископы, видиконы, ибиконы, применяемые в телевизионных передатчиках для преобразования оптического изображения в электрические сигналы;

3. *Электронно-световые приборы*, служащие для превращения электрической энергии в световую с целью получения изображений, предназначенных для визуального наблюдения или фотографирования:

а) осциллографические трубки, предназначенные для получения осциллограмм электрических процессов на экране прибора;

б) электронно-лучевые трубки для радиолокационных отметчиков;

в) кинескопы — приборы, предназначенные для получения изображения в телевизионных приёмниках;

г) электронно-световые индикаторы настройки радиоприёмников на частоту принимаемой радиостанции.

4. *Электронные преобразователи изображения* — электровакуумные приборы, предназначенные для преобразования спектрального состава изображения; например, для преобразования инфракрасного изображения, полученного на поверхности фотокатода, в видимое изображение на люминесцирующем экране.

§ 1.3. Устройство электронных ламп

Для общего ознакомления с устройством электровакуумных приборов рассмотрим основные элементы конструкции современных электронных ламп, таких, как триоды, тетроды, пентоды и т. д. Принципы, положенные в основу конструкции этих ламп, широко используются и в других электровакуумных приборах.

Основными частями электронной лампы являются (рис. 1.1):

1) электроды (катод 1, анод 2, сетки 3), смонтированные при помощи специальных держателей 5 на ножке лампы 7;

2) баллон (колба) лампы 6, внутри которого создан вакуум и помещены электроды.

В ряде ламп имеется также цоколь 4, служащий для включения лампы в схему с помощью специальной ламповой панели, обеспечивающей хорошие надёжные контакты и удобство смены ламп.

В зависимости от материала баллона, лампы называют стеклянными (рис. 1.2а), металлостеклянными (рис. 1.2б) или металлокерамическими (рис. 1.2в). Находят некоторое применение лампы с металлическим баллоном (рис. 1.3). Разработаны лампы с керамическим баллоном.

В современных лампах применяются катоды с непосредственным накалом или с косвенным подогревом. Конструкции катодов будут подробно рассмотрены в гл. 3.

Аноды маломощных ламп изготавливаются из листового никеля (или алюминированного железа). В более мощных генераторных лампах применяются молибденовые или танталовые аноды. Для очень мощных ламп аноды делаются из меди или кобальта, и во время работы лампы охлаждаются проточной водой или обдуваются воздухом (гл. 14).

Сетки, изготавливаемые в большинстве случаев в виде спирали, навиваются на стачночках, позволяющих устанавливать

различные шаг и диаметр спирали. Для придания сеточной спирали необходимой жёсткости и для крепления сетки внутри лампы витки спирали привариваются к достаточно толстым проволочным держателям, так называемым сеточным traversам (рис. 1.4а), либо натягиваются на специальную рамку (рис. 1.4б). В целях уменьшения электронной эмиссии с сеток, их поверхность часто покрывают каким-либо другим металлом с большим значением работы выхода электронов (золото, платина, цирконий).

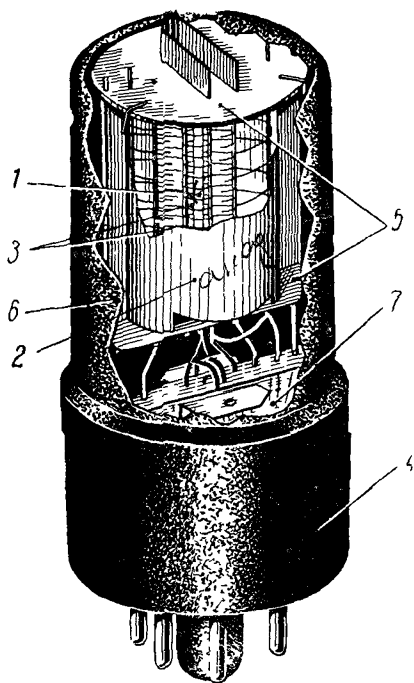
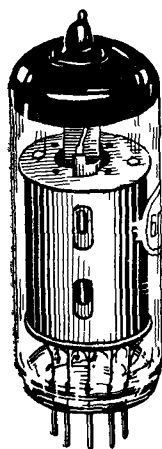


Рис. 1.1



а)



б)



в)

Рис. 1.2

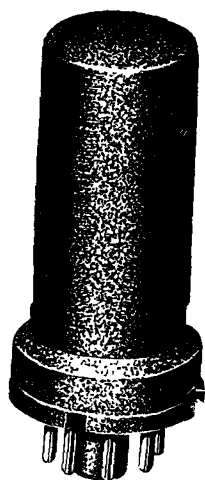


Рис. 1.3

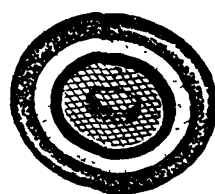
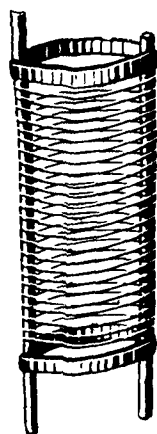
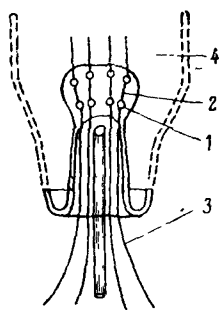
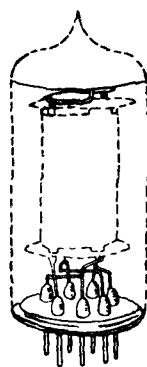


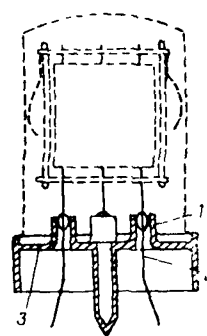
Рис. 1.4 а, б,



а)



б)



в)

Рис. 1.5

Электроды ламп монтируются обычно на ножке, либо гребешковой, либо плоской стеклянной, либо плоской металлостеклянной. В первом случае (рис. 1.5а) в верхнюю сплюснутую часть стеклянной трубки 1 впаяются металлические вводы 2. К верхним концам вводов привариваются никелевые держатели 4, к которым прикрепляются электроды лампы; к нижним концам вводов привариваются медные проволоочки 3, проходящие внутри ножки и присоединяемые к контактным штырькам цоколя; смонтированная ножка вставляется в баллон лампы (показан пунктиром) и сваривается с ним в нижней части.

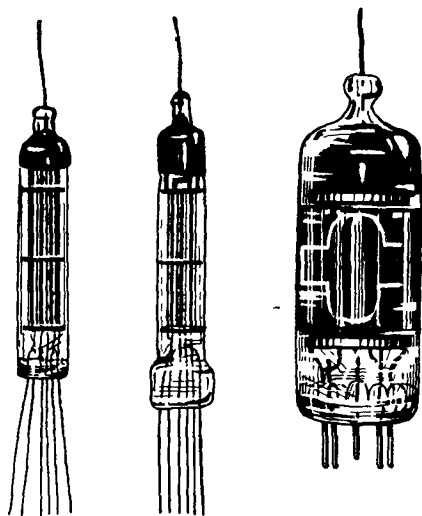


Рис. 1.6

Во многих современных конструкциях стеклянных ламп ножка изготавливается в виде плоского доньшка баллона (рис. 1.5б), в которое впаяются семь — девять вводов по окружности. Вводы изготовляют из проволоки диаметром $1 \div 1,5$ мм и используют непосредственно в качестве штырьков для включения лампы. При такой конструкции в лампе фактически отсутствует цоколь и вводы электродов получаются значительно короче, чем в лампах с гребешковой ножкой, что имеет большое значение при работе на сверхвысоких частотах (см. гл. 12). Уменьшаются также габаритные размеры лампы. В самых малых по размерам, так называемых миниатюрных и сверхминиатюрных лампах часто применяются гибкие, тонкие вводы, приспособленные для впайвания лампы в схему (рис. 1.6).

Третий тип ножки применяется в лампах с металлическим баллоном и представляет собой металлическую тарелочку 3 (рис. 1.5в), в которой сделаны глазки — отверстия со втулками из специального сплава ковар 1, хорошо спаивающегося со стеклом и имеющего одинаковый с ним коэффициент расширения. В эти глазки впаяны кусочки (капли) стекла, сквозь которые проходят вводы 2; на вводах смонтированы электроды лампы. Металлический баллон своим нижним краем герметически приваривается к основанию лампы, к которому снизу прикрепляется цоколь.

Откачка воздуха из ламп производится на специальном станке (рис. 1.7), с которым лампа 1 соединяется при помощи

трубочки—штенгеля. Сначала ротационным масляным насосом 2 создаётся предварительное разрежение порядка $10^{-2} \div 10^{-4}$ мм рт. ст, а затем пароструйным ртутным или паромасля-

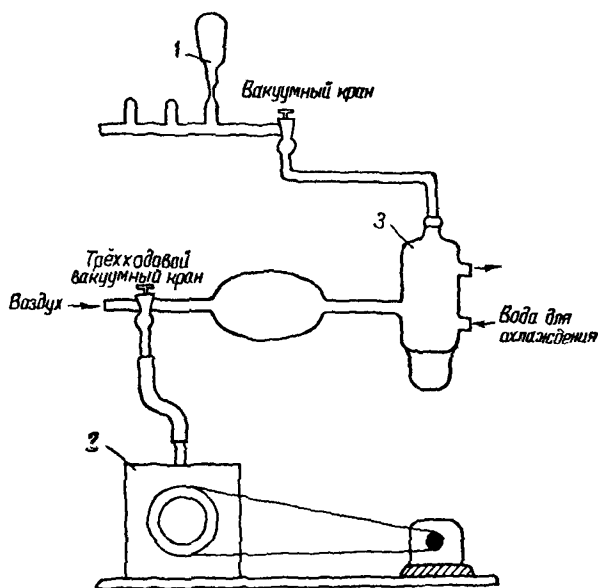


Рис. 1.7

ным насосом 3 вакуум доводится до $10^{-6} \div 10^{-7}$ мм рт. ст (высокий вакуум). При массовом производстве ламп для откачки воздуха применяются специальные высокопроизводительные откачные автоматы.

В стекле баллона и в металле электродов всегда содержится некоторое количество газов в «растворённом» состоянии, которые необходимо удалить во время откачки, иначе они будут выделяться при работе готовой лампы и портить вакуум в ней. Для «обезгаживания» стекла баллон прогревают до температуры $400 \div 450^\circ \text{C}$ в специальной печи. Для обезгаживания электродов лампу помещают в высокочастотное магнитное поле, которое индуцирует в металлических частях лампы сильные токи, разогревающие их до красного каления. При прогреве стекла и электродов окклюдируемые в них газы выделяются и откачиваются из лампы.

Вследствие того что насосы, откачивающие воздух из ламп, не могут создать идеальный вакуум и в лампе остаются «следы» воздуха, при окончании процесса откачки для получения

лучшего вакуума внутри баллона путём нагрева распыляют так называемый газопоглотитель (getter), помещаемый в лампу при сборке её электродов. Газопоглотитель, испаряясь и распыляясь, связывает химически и частично физически остатки газа внутри лампы. В качестве газопоглотителя в современных лампах очень часто применяется барий или его соединения; барий, распыляясь, даёт характерный чёрный налёт на стенках баллона. После откачки воздуха лампу отпаивают, нагревая газовым пламенем штенгель около баллона; атмосферное давление сжимает размягчённое в месте разогрева стекло, и лампа легко отделяется от откачной системы.

ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

§ 2.1. Электроны в твёрдом теле. Работа выхода

Электроны в металлах

Электроном называется очень малая материальная частица, обладающая наименьшим известным отрицательным электрическим зарядом. Количественные измерения этого заряда, сделанные при изучении различных физических явлений, в которых участвуют электроны, показали, что заряд электрона оказывается всегда одним и тем же, равным $e = 1,601 \cdot 10^{-19}$ к.

В ряде опытов было измерено отношение величины заряда электрона к его массе. Для электронов, движущихся со скоростями, незначительными по сравнению со скоростью света, это отношение получается постоянным и равным

$$\frac{e}{m} = 1,759 \cdot 10^8 \frac{\kappa}{г} = 1,759 \cdot 10^{11} \frac{\kappa}{кг}.$$

Отсюда, зная величину заряда электрона, получаем, что масса его равна $m = 0,91 \cdot 10^{-27}$ г, т. е. меньше массы атома водорода, являющегося самым лёгким атомом, в 1840 раз.

Электронная теория полагает (и это подтверждается многочисленными разнообразными опытами), что в металлах валентные электроны легко отделяются от атомов, которые при этом превращаются в положительные ионы. Положительные ионы расположены внутри металла в виде пространственной решётки; электроны, отделившиеся от атомов, двигаются между ионами по всевозможным направлениям; наличием этих свободных электронов объясняется электропроводность металлов.

Упрощённое плоскостное изображение кристаллической решётки металла дано на рис. 2.1 (вверху). Окружностями большого радиуса показаны атомы (ионы), находящиеся в узлах кристаллической решётки; чёрными кружками показаны электроны проводимости. Расстояния между центрами ионов (узлами решётки) — порядка 10^{-8} см, а число ионов в 1 см^3 — порядка $10^{22} \div 10^{23}$. Такой же порядок имеет и величина концентрации электронов проводимости.

Распределение энергии между электронами внутри твердого тела подчиняется законам, вытекающим из квантовой теории. Согласно этой теории электроны в изолированном атоме могут иметь не любые, а только некоторые, определяемые квантовыми законами значения энергии и магнитного момента. На рис. 2.1 (внизу слева) показана схема нескольких энергетических уровней валентных электронов в изолированном атоме.

При сближении изолированных атомов и объединении их в кристаллическую решётку начинается взаимодействие между атомами, в результате которого происходит «расщепление» уровней энергии: вместо каждого уровня отдельного атома появляется целая группа их, возникает как бы сплошная полоса или зона расположенных очень близко друг к другу, но вместе с тем отделённых друг от друга уровней.

При расщеплении уровней в зоны возможны два случая: либо между соседними зонами остаются «запрещённые» энергетические полосы, либо энергетические зоны непрерывно переходят друг в друга (перекрываются). Первый случай соответствует диэлектрикам и полупроводникам, второй — металлам.

Диаграмма энергетических уровней для образца металла, показанного на рис. 2.1 сверху, условно изображена на том же рисунке внизу. По вертикали отложена величина полной энергии электрона (W), находящегося на данном энергетическом уровне, а по горизонтали — координата электрона в кристалле (x). Каждая горизонтальная прямая на диаграмме показывает, что данную величину энергии может иметь электрон, находящийся в любой точке x кристалла. Диаграмма энергетических уровней есть не что иное, как графическое изображение «разрешённых» значений энергии для электронов в данном образце кристалла.

Возникает вопрос — какие из «разрешённых» значений энергии займут валентные электроны?

Прежде всего отметим, что в соответствии с принципом Паули, применяемым уже не к отдельному атому, а ко всему кристаллу, в последнем не может быть более двух электронов с одним и тем же значением энергии, т. е. на каждом из энергетических уровней не может находиться одновременно более двух электронов (со спинами противоположных направлений). По-

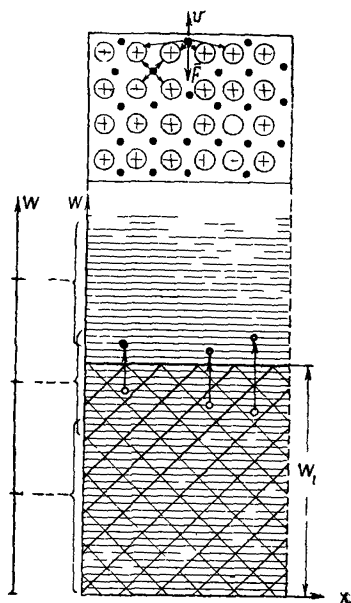


Рис. 2.1

этому электроны даже при абсолютной температуре $T=0$ занимают не только самые низкие (энергетически наиболее выгодные) уровни, но и более высокие, соответствующие значительной энергии электронов. Остальные уровни, находящиеся непосредственно над занятыми, остаются незаполненными. На эти уровни могут переходить электроны даже при слабых внешних воздействиях (например, под действием электрического поля, нагревания металла и т. д.).

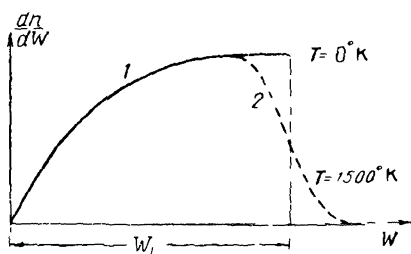


Рис. 2.2

Максимальное значение энергии электронов в металле при температуре абсолютного нуля (называемое уровнем Ферми) равно

Максимальное значение энергии электронов в металле при температуре абсолютного нуля (называемое уровнем Ферми) равно

$$W_i = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (2.1)$$

где h — постоянная Планка, m — масса электрона и n — число свободных электронов в 1 см^3 металла, зависящее от рода металла.

В зависимости от величины n , имеющей, как уже указывалось, порядок $10^{22} \div 10^{29} \frac{1}{\text{см}^3}$, значение W_i колеблется от единиц электронвольт (для щелочноземельных металлов до 10 э-в и более (для вольфрама, платины и др.).

Распределение различных значений энергии между электронами согласно выводам квантовой теории определяется выражением

$$dn = \frac{8\sqrt{2}\pi}{h^3} m^{\frac{3}{2}} \frac{W^{\frac{1}{2}}}{e^{\frac{W-W_i}{\kappa T}} + 1} dW, \quad (2.2)$$

где через dn обозначено число электронов в 1 см^3 металла, имеющих при абсолютной температуре T энергию в интервале от W до $W+dW$; κ — постоянная Больцмана.

Изображая графически зависимость отношения $\frac{dn}{dW}$ от величины W , мы получим график так называемой дифференциальной кривой распределения энергии. На рис. 2.2 сплошной кривой 1 показана эта зависимость (распределение Ферми) при температуре абсолютного нуля ($T=0$); в этом случае наибольшее значение энергии, которой могут обладать электроны, равно W_i . Для температур выше абсолютного нуля распределение энергий между электронами представлено пунктирной кривой 2 на том же рисунке; эта кривая показывает, что при повышении темпе-

ратуры распределение энергий электронов изменяется в интервале значений энергий, близких к W_i . Как видно из кривой 2, при температурах, больших абсолютного нуля, небольшое количество наиболее быстрых электронов обладает энергиями выше, чем W_i . Чем больше величина энергии, тем меньше число электронов обладает ею, причём уменьшение числа электронов идёт по экспоненциальному закону.

Вывлетать из металла, конечно, смогут только те электроны, скорости которых направлены нормально к поверхности металла. Распределение энергии этих электронов определяется формулой

$$dn = \frac{4\pi m}{h^3} \kappa T \ln \left(1 + e^{-\frac{W-W_i}{\kappa T}} \right) dW, \quad (2.3)$$

где W — энергия электронов, соответствующая нормальной составляющей скорости.

Хотя электроны внутри металла и при низких температурах обладают значительными энергиями, опыт показывает, что при этих температурах не наблюдается электронной эмиссии, т. е. выхода электронов из металла. Выходу электронов из металла при этих условиях препятствуют следующие причины.

Во-первых, у поверхности металла образуется двойной электрический слой за счёт электронов, вылетающих из металла и создающих около металла электронную атмосферу с наибольшей плотностью в непосредственной близости у поверхности металла. Как показали Я. И. Френкель и И. Е. Тамм, в этом двойном слое мы должны считать падение потенциала равным $\frac{W_i}{e}$, так как только при этом условии наиболее быстрые электроны, из числа находящихся внутри металла (при $T=0$), не будут вылетать из металла, что мы и имеем в действительности. Величину W_i иногда называют внутренней работой выхода металла.

Во вторых, когда электрон приближается к поверхности металла (к границе металл—вакуум), равнодействующая \bar{F} сил притяжения электронов к ионам, находящимся в узлах кристаллической решётки, в среднем равная нулю при нахождении электронов внутри металла, становится уже отличной от нуля и направленной внутрь металла (см. рис. 2.1 вверху). Поэтому для выхода за пределы металла электрон должен обладать энергией, достаточной для того, чтобы совершить работу W_0 по преодолению этих сил. Следовательно, величина полной энергии, которой должен обладать электрон для того, чтобы вылететь из металла (полная работа выхода), равняется $W_a = W_i + W_0$.

Энергия $W_0 = W_a - W_i$, необходимая электрону для преодоления сил притяжения к граничным ионам решётки, называется внешней работой выхода (или работой выхода).

Её величина может быть подсчитана, если силу притяжения между электроном и ионами металла представить, согласно теории электрических отображений, как силу притяжения между электроном, находящимся на расстоянии x от поверхности металла, и индуцированным положительным зарядом, расположенным внутри металла на таком же расстоянии x от поверхности (рис. 2.3). Эта сила, согласно закону Кулона, равна $F = \frac{e^2}{4x^2}$ и ра-

бота, совершаемая против этой силы на пути dx , равна $dW = \frac{e^2}{4x^2} dx$.

Полученным выражением элементарной работы dW можно воспользоваться для подсчёта работы на пути от $x = r_0$ до бесконечности, где r_0 представляет величину порядка расстояния между атомами. Эта работа будет равна

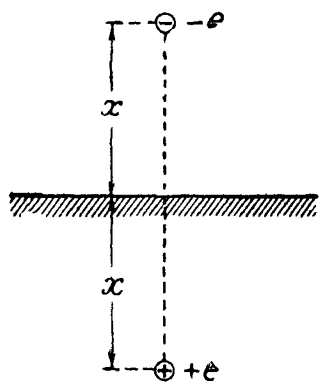


Рис. 2.3

$$W_1 = \int_{r_0}^{\infty} \frac{e^2}{4x^2} dx = \frac{e^2}{4r_0}. \quad (2.4)$$

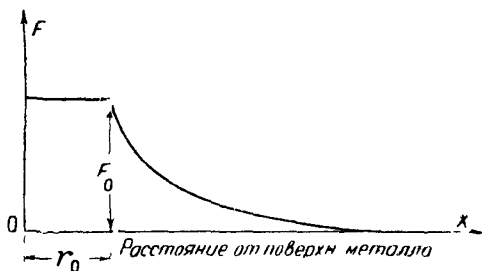


Рис. 2.4

Для подсчёта работы, затрачиваемой на участке пути от $x = 0$ до $x = r_0$, предположим постоянство силы, действующей на электрон на этом участке (рис. 2.4). Эта сила равна $F_0 = \frac{e^2}{4r_0^2}$, и работа на участке от $x = 0$ до $x = r_0$ будет

$$W_2 = \frac{e^2}{4r_0^2} r_0 = \frac{e^2}{4r_0}. \quad (2.5)$$

Вся работа выхода W_0 будет, следовательно, равна

$$W_0 = W_1 + W_2 = \frac{e^2}{2r_0}. \quad (2.6)$$

Измеряя работу выхода в электронвольтах и обозначая её в этом случае через $e\varphi_0$, будем иметь

$$\varphi_0 = \frac{W_0}{e} = \frac{e}{2r_0}. \quad (2.7)$$

1) При предположении другого закона силы, действующей на этом участке, величина требуемой работы изменится мало

Из выражения (2.7) видно, что величина работы выхода обратно пропорциональна межуатомному расстоянию r_0 . Это подтверждается данными экспериментального определения работы выхода, показывающими, что у металлов щелочных и щёлочно-земельных, имеющих большее значение r_0 , величина работы выхода меньше, чем у других металлов.

В табл. 2.1 приведены значения работы выхода для некоторых металлов.

Таблица 2.1

Металл	Работа выхода, э-в	Металл	Работа выхода, э-в
Цезий	1,81	Тантал	4,07
Барий	2,11	Никель	4,30
Кальций	2,24	Молибден	4,41
Торий	3,35	Вольфрам	4,52

Из того факта, что электрон, выходя из металла, должен совершить некоторую работу, следует, что потенциал внутри металла не равен потенциалу внешнего пространства около поверхности металла. Потенциал внутри металла должен быть более высоким, чем в окружающем пространстве, вследствие чего на границе металл — вакуум имеет место скачок или более или менее быстрое изменение потенциала.

Для графического изображения распределения потенциала в пространстве вне металла откладывают по оси абсцисс расстояния от поверхности металла (в направлении, перпендикулярном к поверхности), а по оси ординат — величину потенциала в соответствующих точках пространства, причём направление вверх от нуля соответствует отрицательным потенциалам¹⁾. На рис. 2.5 показано согласно этим условиям распределение потенциала

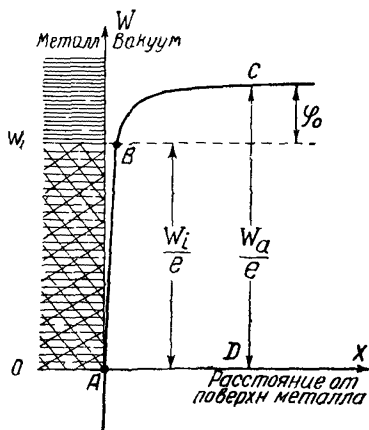


Рис. 2.5

¹⁾ Такое направление оси ординат не совпадает с общепринятым (обычно положительные значения откладываются вверх, а отрицательные вниз), но оно оказывается очень удобным для наглядного представления действия поля на электрон; поэтому и в дальнейшем на графиках распределения потенциала мы будем считать направление вверх за направление отрицательных потенциалов.

около поверхности металла. Непосредственно на поверхности металла имеется относительно большое изменение потенциала (круто восходящий участок AB), соответствующее падению потенциала в двойном электрическом слое у поверхности, которое, как было сказано выше, равно $\frac{W_i}{e}$. В левой части рисунка (т. е. внутри металла) для этой области значений энергии от нуля до W_i условно показаны (наклонной штриховкой) занятые электронами при $T=0$ энергетические уровни, а линиями без наклонной штриховки показаны допускаемые (не занятые при $T=0$) уровни энергии электронов. Вне металла кривая BC показывает изменение потенциала поля электрического изображения. Противоположное действие, которое испытывает электрон со стороны всех сил, удерживающих его внутри металла, и которое он должен преодолеть при выходе из металла, получило образное название потенциального барьера, и, следовательно, кривая ABC показывает нам форму этого потенциального барьера. Высота потенциального барьера (расстояние CD) определяет полную энергию, которую электрон должен иметь для вылета из металла, и равна $\frac{W_a}{e}$; превышение высотой барьера CD высоты AB , которая соответствует энергии электрона W_i внутри металла, определяет работу выхода электрона и обозначается величиной, $\varphi_0 = \frac{W_a}{e} - \frac{W_i}{e}$.

Электроны в диэлектриках и полупроводниках

Диэлектрики и полупроводники отличаются от металлов тем, что в них зоны «разрешённых» энергетических уровней не перекрываются, а разделены «запрещёнными» полосами энергий (рис. 2.6). При этом нижние зоны уровней (на рисунке — две заштрихованные зоны) при абсолютном нуле температуры заполнены электронами, а верхние (на том же рисунке — одна верхняя зона) — целиком свободны. Последнее обстоятельство имеет принципиальное значение, а именно — рассматриваемый кристалл при достаточно низких температурах и в слабых электрических полях проводить электрический ток не может. Действительно, если к данному образцу кристалла приложить слабое электрическое поле, то ток через кристалл не пойдёт, так как при прохождении тока под действием электрического поля электроны должны ускоряться, значит, энергия их должна возрастать. Но такое увеличение энергии в рассматриваемом случае невозможно, потому что непосредственно над зоной заполненных уровней нет «разрешённых» энергетических уровней. Лишь при воздействии более сильных электрических полей, с помощью которых электронам можно сообщить энергию, достаточную для их переброса через «запрещённую» полосу в зону свободных уровней, кристалл может начать проводить электрический ток.

У диэлектриков ширина «запрещённой» полосы энергий ΔW относительно велика — от нескольких единиц до $20 \div 30$ э-в. При такой величине ΔW ни при комнатной температуре, ни даже при некотором нагреве не удаётся за счёт энергии теплового движения перебросить значительное количество электронов в зону свободных уровней (зону проводимости) и вещество не становится проводником электричества.

У полупроводников ширина запрещённой полосы ΔW невелика (около 1 э-в и менее). Поэтому уже при комнатной температуре или при небольшом нагреве кристалла полупроводника возможен переброс некоторого числа валентных электронов из заполненной зоны в зону проводимости. В результате в зоне свободных уровней появляется некоторое число электронов и кристалл под действием поля может проводить электрический ток.

Эта картина не остаётся стабильной: непрерывно происходят энергетически выгодные обратные переходы электронов из зоны свободных уровней в зону заполненных уровней, а количество электронов в свободной зоне пополняется благодаря перебросам электронов из заполненной зоны за счёт энергии теплового движения. При каждой данной температуре устанавливается динамическое равновесие и некоторая стационарная концентрация электронов в зоне проводимости, равная, как показывает теоретический расчёт, следующей величине:

$$n_e = n_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}. \quad (2.8)$$

Величина n_0 в выражении (2.8) может быть определена как концентрация электронов в зоне проводимости при очень высоких температурах.

Электропроводность твёрдого тела σ_e , соответствующая концентрации электронов проводимости n_e , определяется известным из курса физики соотношением

$$\sigma_e = \frac{n_e e^2 \lambda_e}{2m v_e}, \quad (2.9)$$

где λ_e — средняя длина свободного пробега электронов, v_e — их средняя тепловая скорость.

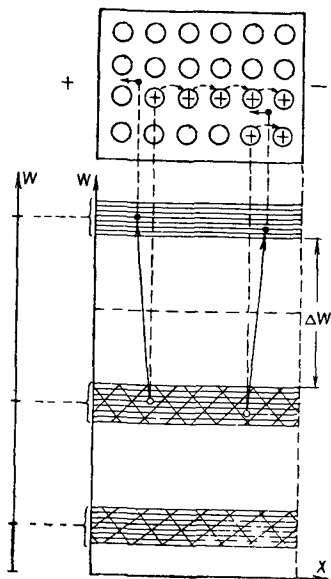


Рис. 2.6

Проводимость полупроводника, обусловленная движением электронов в зоне свободных уровней, называется *электронной проводимостью*, или проводимостью *n*-типа (от слова negative — отрицательный).

Кроме электронной проводимости, в полупроводниках возможен ещё один, существенно отличный от первого механизм проводимости. Он обусловлен тем, что при перебросе электронов в зону проводимости из заполненной зоны в последней оказываются незанятыми некоторые энергетические уровни. На оказавшиеся незаполненными уровни могут переходить другие электроны, потому что для такого перехода требуется небольшая затрата энергии. Этому переходу электронов способствует тепловое движение в кристалле. В результате то место, где отсутствует валентный электрон, или, как называют это место, «дырка», может хаотично перемещаться «эстафетным» порядком от одного атома к другому по всему кристаллу. Если же к кристаллу приложить электрическое поле (даже слабое), то эстафетное перемещение дырки станет направленным (см. рис. 2.6 вверху), и с помощью такого механизма через кристалл будет также проходить электрический ток. Этот второй вид проводимости полупроводника называется *дырочной проводимостью*, или проводимостью *p*-типа (от слова positive — положительный).

Принято считать, что дырки — это такие же частицы, что и электроны, но имеющие положительный заряд $+e$. Концентрация дырок n_p в заполненной зоне рассматриваемого полупроводника равна концентрации электронов проводимости ($n_p = n_e$), а соответствующая дырочная электропроводность полупроводника σ_p определяется выражением, аналогичным (2.9),

$$\sigma_p = \frac{n_p e^2 \lambda_p}{2m v_p}. \quad (2.10)$$

Рассмотренный нами полупроводник имеет, следовательно, смешанную — электронную и дырочную — проводимость. Он называется *собственным* полупроводником, или полупроводником с собственной проводимостью. Для обозначения собственной проводимости применяется буква «i» (от слова intrinsic — присущий, внутренний). Электропроводность собственного полупроводника σ_i равна сумме электронной и дырочной проводимостей $\sigma_i = \sigma_e + \sigma_p$ и в соответствии с (2.8) ÷ (2.10) может быть выражена формулой

$$\sigma_i = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}. \quad (2.11)$$

Здесь σ_0 — некоторая величина, численное значение которой слабо зависит от температуры (пропорционально $T^{3/4}$) и для целого ряда полупроводников при комнатной температуре имеет порядок $10^5 \frac{1}{\text{ом} \cdot \text{см}}$.

Существенное влияние на электропроводность полупроводников оказывает добавление к ним примесей, т. е. веществ, отличающихся от основного вещества кристалла по химическому составу. В ряде случаев бывает достаточно присутствия примеси в самых незначительных количествах (например, одного атома примеси на 100 000 или даже на миллион атомов основного вещества) для того, чтобы электропроводность заметно изменилась. Объясняется это тем, что у ряда примесей некоторые из валентных электронов слабее связаны со своими атомами, чем валентные электроны атомов основного вещества. Энергетические уровни таких слабо связанных электронов могут попасть в «запрещённую» полосу и оказаться либо вблизи «дна» зоны проводимости, либо вблизи «потолка» заполненной зоны.

Первому случаю соответствует схема, изображённая на рис. 2.7. Вверху квадратами показаны атомы примеси, замесившие в узлах кристаллической решётки атомы основного вещества, а на энергетической диаграмме кружками с горизонтальными чёрточками обозначены уровни электронов примеси, отделённые от «дна» зоны проводимости «запрещённой» полосой энергий ΔW_n . Эти уровни примеси называют «локальными», потому что на них могут находиться лишь те электроны, которые локализованы около атомов примеси. Так как ΔW_n значительно меньше, чем ΔW , то уже небольшого теплового возбуждения или другого внешнего воздействия может быть достаточно для переброса электронов с локальных уровней примеси в зону проводимости. При этом находящийся на уровне примеси электрон отрывается от своего атома и становится электроном проводимости, а сам атом примеси превращается в положительный ион. Соответственно увеличению концентрации электронов в зоне проводимости при ионизации¹⁾ атомов примеси возрастает электропроводность полупроводника ($\sigma_e \sim n_e$). Примесная проводимость такого рода называется электронной, а полупроводник — примесным полупроводником с электронной проводимо-

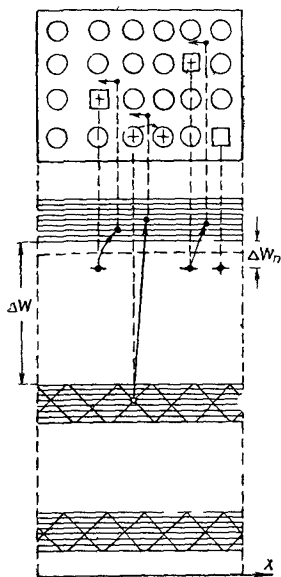


Рис. 2.7

¹⁾ Термин «ионизация», строго говоря, применим лишь к газу, однако для краткости мы будем им в дальнейшем пользоваться также для обозначения процесса отрыва валентных электронов от атомов, находящихся в кристаллической решётке твёрдого вещества.

стью, или электронным полупроводником (полупроводником *n*-типа). В соответствии с ролью, выполняемой здесь атомами примеси, последние получили название доноров (отдающих свои электроны в зону проводимости).

Концентрация электронов проводимости в примесном полупроводнике определяется числом перебросов электронов в зону проводимости как с локальных уровней примеси, так и из заполненной зоны.

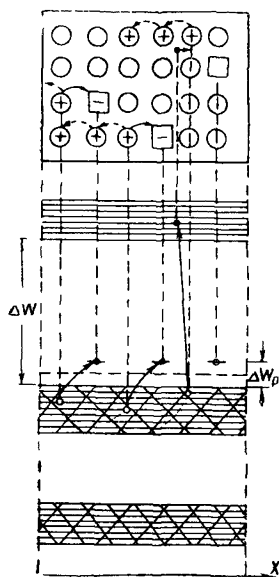


Рис. 2.8

$$n_e = n_{e0} e^{-\frac{\Delta W_i}{2\kappa T}} + n_0 e^{-\frac{\Delta W}{2\kappa T}}. \quad (2.12)$$

Здесь величина n_{e0} определяется концентрацией атомов примеси. Обычно при комнатных температурах первый член в правой части (2.12) намного больше второго.

Во втором случае (рис. 2.8) энергетические уровни примеси располагаются вблизи «потолка» заполненной зоны и при абсолютном нуле температуры не заняты электронами. Однако уже при небольшом тепловом возбуждении (комнатные температуры) или при другом внешнем воздействии вследствие малой ширины «запрещенной» полосы ΔW_p на эти уровни могут переходить электроны из заполненной зоны. Атомы примеси при этом

превращаются в отрицательные ионы, а в зоне заполненных уровней появляются дырки. Примесная проводимость такого рода называется дырочной, а полупроводник — примесным полупроводником с дырочной проводимостью, или дырочным полупроводником (полупроводником *p*-типа). Атомы примеси, притягивающие к себе электроны и тем самым обуславливающие появление дырок, носят название акцепторов. Концентрация дырок в примесном полупроводнике *p*-типа равна

$$n_p = n_{p0} e^{-\frac{\Delta W_p}{2\kappa T}} + n_0 e^{-\frac{\Delta W}{2\kappa T}}. \quad (2.13)$$

Здесь также при комнатных температурах первый член в правой части обычно намного больше второго.

Примерами собственных полупроводников могут служить 4-валентные элементы германий и кремний. Это — кристаллы с атомной решёткой. При добавлении к ним примесей с более высокой валентностью (фосфор, сурьма, мышьяк) они становятся электронными полупроводниками, а при добавлении приме-

сей с меньшей валентностью (индий, бор, алюминий) — дырочными. Ориентировочные данные о ширине «запрещённых» энергетических полос у германия и кремния приведены в табл. 2.2.

Дырочными полупроводниками являются также окислы некоторых веществ — кристаллы с ионной решёткой — при избыточном содержании кислорода. Двухвалентные электроотрицательные атомы избыточного

Таблица 2.2

Полупроводник	ΔW , э-в	$\Delta W_n, \Delta W_p$ э-в
Германий . . .	0,72	0,04
Кремний . . .	1,1	0,08

кислорода присоединяют к себе электроны, т. е. играют роль акцепторов. Вследствие этого в заполненной зоне не все «разрешённые» уровни оказываются занятыми. С другой стороны, окислы ряда металлов (также кристаллы с ионной решёткой), являющиеся в чистом виде диэлектриками или собственными полупроводниками, при наличии избыточного металла становятся электронными полупроводниками: электроположительные атомы избыточного металла являются донорами. В электровакуумной технике ряд таких окислов (например, BaO, SrO, CaO) применяется при изготовлении полупроводниковых катодов.

Для примесных полупроводников характерно резкое преобладание одного из типов проводимости — электронной или дырочной, в зависимости от рода примеси. Вместе с тем, вследствие перебросов электронов из заполненной зоны в зону проводимости (рис. 2.7 и 2.8) в примесных полупроводниках всегда наряду с основными носителями, концентрация которых больше, присутствуют также неосновные носители (например, в электронном полупроводнике — дырки) с меньшей концентрацией. Полная проводимость примесного полупроводника σ является суммой собственной и примесной (например, электронной σ_e) проводимостей

$$\sigma = \sigma_i + \sigma_e = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} + \sigma_{e0} e^{-\frac{\Delta W_n}{2kT}}. \quad (2.14)$$

По величине электропроводности собственные и примесные полупроводники занимают промежуточное положение между металлами и диэлектриками (табл. 2.3).

Величину электропроводности полупроводников определяет в значительной степени концентрация носителей (2.9), (2.10), а сле-

Таблица 2.3

Тип вещества	Удельное сопротивление ρ , ом.см
Металлы	$10^{-6} \div 10^{-4}$
Полупроводники	$10^{-3} \div 10^{10}$
Диэлектрики	$10^{10} \div 10^{18}$

довательно, концентрация атомов примесей — донорных (2.12) или акцепторных (2.13). Обычно концентрация носителей в полупроводниках на 5—10 порядков меньше, чем концентрация электронов проводимости у металлов, поэтому электронный (или «дырочный») газ в полупроводниках, как более разреженный, имеет не распределение Ферми, характерное для металлов (рис. 2.2), а максвелловское распределение по скоростям, как и молекулы идеального газа (рис. 2.9). На этом рисунке по оси

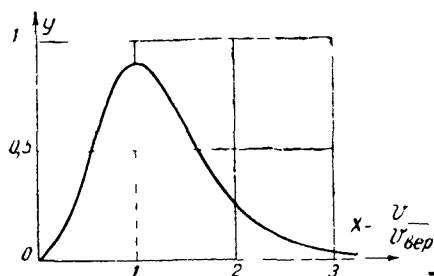


Рис. 2.9

абсцисс отложено отношение величины скоростей электронов к наиболее вероятной скорости, которой обладает наибольшее число электронов, а по оси ординат вероятность y того, что электрон имеет ту или иную скорость, в x раз превышающую наиболее вероятную. Чем больше отличается величина скорости от $v_{вер}$, тем меньше число электронов обладает этой скоростью.

Зависимость электропроводности от температуры у полупроводников, как видно из выражений (2.11), (2.14), обратная по сравнению с металлами: электропроводность увеличивается с ростом температуры. Экспоненциальная зависимость $\sigma = f(T)$, являющаяся следствием аналогичной зависимости концентрации носителей от температуры (2.8), обуславливает количественно намного более сильное изменение электропроводности полупроводников с температурой, чем металлов. Если у металлов $\Delta\sigma = (0,3 \div 0,4) \%$ на 1° , то у полупроводников изменение электропроводности достигает десятков процентов на один градус изменения температуры.

Соотношение между примесной и собственной проводимостями у примесных полупроводников, т. е. соотношение между первым и вторым членами в ф-ле (2.14), различно при низких и высоких температурах. При низких температурах перебросы электронов из заполненной зоны в зону проводимости количественно ничтожно малы ($\Delta W \gg \Delta W_n$) и поэтому $\sigma_i \ll \sigma_e$, а при высоких температурах, когда эти перебросы становятся количественно большими, собственная проводимость превышает примесную ($\sigma_i \gg \sigma_e$). Здесь сказывается большая величина концентрации электронов в заполненной зоне по сравнению с концентрацией доноров. Поэтому график зависимости $\lg \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ имеет вид прямой линии с изломом (рис. 2.10). Заштрихованная на этом рисунке область соответствует комнатным и близким к ним температурам.

По наклону характеристик $\lg \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ можно экспериментально определить ширину «запрещённых» полос ΔW и $\Delta W_{n.p.}$.

Для иллюстрации в табл. 2.4 приведены данные о соотношении между примесной и собственной проводимостями при трёх различных температурах для одного из полупроводников.

Тепловое движение является не единственным

Таблица 2.4

$T^{\circ}K$	$\frac{\sigma_p}{\sigma_i}$
300	10
600	0,166
900	0,001

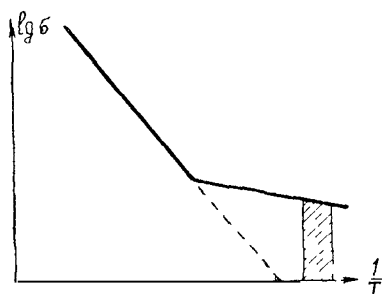


Рис. 2.10

фактором, способным увеличивать электропроводность полупроводника. Такое же действие на электропроводность могут оказать внешнее электрическое и магнитное поля, световое, рентгеновское и радиоактивное излучения и другие внешние воздействия.

Потенциальная диаграмма электронного полупроводника, подобная той, которая была дана на рис. 2.5 для металлов, показана на рис. 2.11. Внешний потенциальный барьер, обусловленный силами притяжения между электроном и его электрическим изображением, показан кривой AB . Выходить из полупроводника в вакуум могут только те электроны, которые находятся в зоне проводимости (свободно передвигаются по кристаллу) и имеют энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера $e\phi_0 = W_0$.

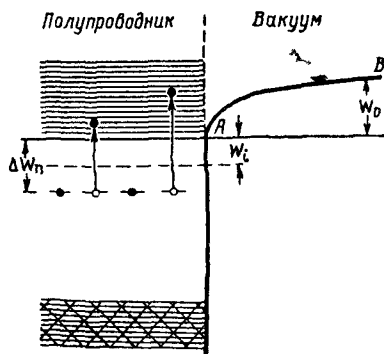


Рис. 2.11

Так как в зону проводимости переходят прежде всего электроны с уровней примеси, то для выхода их из полупроводника потребуется работа выхода $e\phi_n$, равная сумме $e\phi_n = e\phi_0 + +e\phi_i$, где $e\phi_0$ — внешняя работа выхода, затрачиваемая на преодоление силы электрического изображения, а $W_i = e\phi_i$ — внутренняя работа выхода полупроводника, необходимая для

перехода электронов с уровней примеси в зону проводимости и зависящая поэтому от ширины «запрещённой» зоны ΔW_n (приблизительно $e\varphi_i = \frac{\Delta W_n}{2}$).

Величина внешней работы выхода у полупроводников обычно меньше, чем у металлов, так как сила взаимодействия между электроном и его электрическим изображением в полупроводниках, имеющих диэлектрическую постоянную $\epsilon \neq \infty$, меньше, чем в металлах. У примесных электронных полупроводников и внутренняя работа выхода невелика вследствие малой ширины «запрещённой» полосы энергий ΔW_n . Поэтому полная работа выхода у примесных электронных полупроводников обычно меньше, чем у металлов

$$\varphi_n < \varphi_{мет.} \quad (2.15)$$

Этим, в частности, объясняется широкое применение полупроводников при изготовлении катодов электровакуумных приборов.

У полупроводников с дырочной проводимостью внутренняя работа выхода значительно больше, чем у полупроводников с электронной проводимостью, так как для перехода электронов из заполненной зоны в зону проводимости требуется затратить значительно большую энергию, чем для перехода с донорных уровней. Поэтому в отличие от полупроводников n -типа у полупроводников p -типа полная работа выхода φ_p обычно больше, чем работа выхода металлов

$$\varphi_p > \varphi_{мет.} \quad (2.16)$$

Соответственно

$$\varphi_p > \varphi_n. \quad (2.17)$$

Соотношения (2.15) ÷ (2.17) обуславливают наличие выпрямительного эффекта в контактах полупроводников с металлами и в контактах двух полупроводников с различными типами проводимости. Эти явления рассмотрены в гл. 22.

§ 2.2. Термоэлектронная эмиссия

Закон термоэлектронной эмиссии

Испускание электронов нагретыми металлами или полупроводниками (термоэлектронная эмиссия) является весьма распространённым в электровакуумных приборах видом электронной эмиссии. При нагревании металла или полупроводника скорости и энергии некоторых электронов проводимости увеличиваются настолько, что эти электроны оказываются в состоянии преодолеть силы, удерживающие их, и, совершая требуемую работу выхода, вылетают с поверхности. Чем выше температура

твёрдого тела, тем большее количество электронов имеет значительную энергию и в состоянии покинуть твёрдое тело. Следовательно, с повышением температуры растёт количество испускаемых электронов, иначе говоря, увеличивается ток электронной эмиссии.

Уравнение, выражающее основные закономерности термоэлектронной эмиссии металлов, имеет следующий вид:

$$I_{eq} = AT^2 e^{-\frac{b_0}{T}}, \quad (2.18)$$

где I_{eq} — ток электронной эмиссии с единицы поверхности нагретого металла,

T — абсолютная температура металла.

Величина A должна быть универсальной постоянной, одинаковой для всех чистых металлов; её числовое значение равно $60,2 \frac{a}{\text{см}^2 \text{ град}^2}$. Величина b_0 пропорциональна работе выхода

$$b_0 = \frac{e \varphi_0}{\kappa}. \quad (2.19)$$

Уравнение, близкое по виду к (2.18), впервые было получено Ричардсоном. Формула (2.18) известна под названием формулы Дэшмана. Последний рассматривал термоэлектронную эмиссию как процесс испарения электронов с поверхности металла и использовал в своих выводах законы термодинамики.

На основании современной электронной теории, считающей, что распределение энергии электронов внутри металла подчиняется статистике Ферми, уравнение термоэлектронной эмиссии может быть выведено следующим образом.

В качестве исходного выражения возьмём ф-лу (2.3), определяющую распределение энергии электронов, соответствующей нормальной составляющей их скорости.

Термоэлектронная эмиссия имеет место только при достаточно высокой температуре, при которой электроны имеют энергию W значительно больше W_i . В силу этого величина

$W - W_i$ значительно больше нуля и величина $e^{-\frac{W-W_i}{\kappa T}} \ll 1$, что позволяет принять $\ln \left(1 + e^{-\frac{W-W_i}{\kappa T}} \right) \approx e^{-\frac{W-W_i}{\kappa T}}$. Поэтому ф-лу (2.3) можно переписать в виде

$$dn = \frac{4\pi m \kappa}{h^3} T e^{-\frac{W-W_i}{\kappa T}} dW. \quad (2.20)$$

Выйти из металла смогут только те электроны, которые, как было сказано в § 2.1, имеют полную энергию $W \geq W_i + W_0$.

Следовательно, ток эмиссии электронов с 1 см^2 поверхности металла будет равен:

$$I_{eq} = e \int_{W_a}^{\infty} \frac{4\pi m\kappa}{h^3} T e^{-\frac{W-W_i}{\kappa T}} dW = \frac{4\pi m\kappa^2 e}{h^3} T^2 e^{-\frac{W_a-W_i}{\kappa T}} \quad (2.21)$$

или, обозначая $\frac{2\pi \kappa^2 m e}{h^3} = A$, будем иметь

$$I_{eq} = 2AT^2 e^{-\frac{W_a-W_i}{\kappa T}}. \quad (2.22)$$

В этом уравнении постоянная A имеет такое же значение, как в ф-ле (2.18), и разность энергии ($W_a - W_i$) равна работе выхода данного металла $e\varphi_0$. Расхождение этой формулы с ф-лой (2.18) (за счёт коэффициента 2) объясняется тем, что в ур-ние (2.22) должен быть введён коэффициент отражения электронов от поверхности металла. Коэффициент отражения учитывает, что не все электроны,двигающиеся к поверхности металла с энергией большей, чем W_a , выйдут из металла, некоторое количество их не пройдёт сквозь потенциальный барьер. Обозначая через R_e относительное количество отражающихся электронов, получим

$$I_{eq} = 2(1 - R_e)AT^2 e^{-\frac{W_a-W_i}{\kappa T}}. \quad (2.23)$$

Так как $\frac{W_a - W_i}{\kappa} = \frac{e\varphi_0}{\kappa} = b_0$, то, обозначая произведение $2A(1 - R_e)$ через A_1 , можно представить ф-лу (2.23) в виде

$$I_{eq} = A_1 T^2 e^{-\frac{b_0}{T}}. \quad (2.24)$$

Величина коэффициента отражения зависит от формы потенциального барьера; при очень узком барьере коэффициент отражения равен $R_e = \frac{1}{2}$ и постоянная $A_1 = A$, что приводит к полному совпадению ф-л (2.24) и (2.18). При плавной форме кривой распределения потенциала у поверхности металла коэффициент отражения R близок к нулю и постоянная $A_1 \approx 2A$. Экспериментальное определение постоянной A_1 показывает, что величина её очень сильно зависит от химической чистоты поверхности металла; для сложных поверхностей величина A_1 колеблется в пределах от 10^{-7} до $10^{-4} \frac{a}{\text{см}^2 \text{ град}^2}$, для чистых же металлов исследования последних лет дают в соответствии с выводами теории значение коэффициента от 60 до $100 \frac{a}{\text{см}^2 \text{ град}^2}$.

Экспериментальная проверка ф-л (2.18), (2.24) подтверждает экспоненциальную зависимость тока термоэлектронной

эмиссии от температуры. Главное влияние на величину тока эмиссии имеет множитель $e^{-\frac{b_0}{T}}$.

Для практических расчётов обычно пользуются ф-лой (2.24). Значение постоянных A_1 и b_0 этой формулы для ряда применяющихся в электровакуумных приборах материалов приведены в табл. 2.5.

Таблица 2.5

Материал катода	Значение постоянных	
	$A_1, \frac{a}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^2}$	$b_0 = \frac{e \varphi_0}{k}, \text{ град}$
Вольфрам	60	52 400
Молибден	55	48 100
Тантал	60	47 500
Торий	70	39 200
Барий	60	24 500
Цезий	162	2 100

На рис. 2.12 представлена экспериментально снятая кривая, показывающая зависимость тока эмиссии вольфрамового катода от температуры катода. Из этой кривой видно, что с увеличением температуры ток эмиссии увеличивается сначала медленно, а затем очень быстро. При температурах 2400—2600° малейшее изменение нагрева изменяет весьма сильно эмиссию катода. Например, повышение температуры с 2400 до 2500°, т. е. на 4%, увеличивает ток эмиссии на 150%.

Для экспериментальной проверки правильности экспоненциального закона термоэлектронной эмиссии и определения постоянных A и b_0 удобно пользоваться следующим методом. Разделив в ф-ле (2.18) обе части на T^2 и прологарифмировав полученное выражение, получим

$$\lg \frac{I_{eq}}{T^2} = \lg A - \frac{b_0}{T} \lg e = \lg A - \frac{b_0}{2,303} \cdot \frac{1}{T}. \quad (2.25)$$

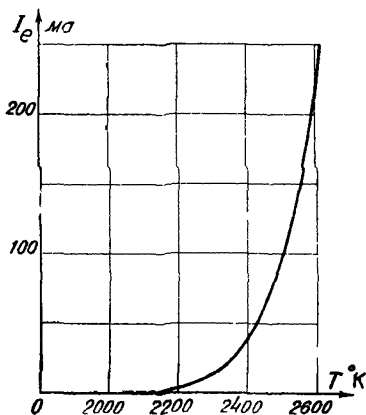


Рис. 2.12

Выражение (2.25) показывает, что величина $\lg \frac{I_{eq}}{T^2}$ линейно зависит от величины $\frac{1}{T}$. Следовательно, если измерить на опыте значения эмиссии при различных температурах и построить на основании этих опытных данных зависимость $\lg \frac{I_{eq}}{T^2} = f\left(\frac{1}{T}\right)$, то расположение опытных точек на прямой будет свидетельствовать о справедливости экспоненциальной зависимости $I_{eq} = f(T)$. На рис 2.13 представлены результаты таких измерений для вольфрамового катода. Так как угловой коэффициент получающейся прямой равен $-\frac{b_0}{2,303}$, то, определяя из графика тангенс угла, образуемого этой прямой с осью абсцисс, можно вычислить постоянную b_0 , *отрезок, отсекаемый* прямой на оси ординат при $\frac{1}{T} = 0$, равен $\lg A$, что поз-

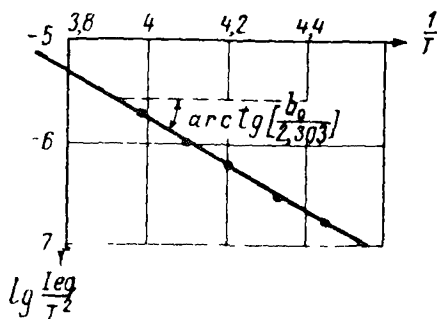


Рис. 2.13

воляет легко найти значение постоянной A .

Уравнение термоэлектронной эмиссии для полупроводников n -типа имеет вид, несколько отличный от (2.24),

$$I_{eq} = B_1 T^{\frac{5}{4}} e^{-\frac{b_0}{T}}. \quad (2.26)$$

Здесь $b_0 = \frac{e}{\kappa} (\varphi_i + \varphi_0)$, а $B_1 = (1 - R_e) B n_0^{\frac{1}{2}}$, где n_0 — концентрация доноров, а постоянная $B \approx 10^{-6} \frac{a}{\text{см}^2 \text{град}^{\frac{5}{4}}}$. Уравне-

ние (2.26) было получено впервые Т. П. Козляковской на основе применения максвелловской статистики к электронному газу полупроводников. Постоянные b_0 и B_1 , входящие в это уравнение, можно найти экспериментально тем же способом, что и постоянные b_0 и A_1 для металлов.

Опыты показали, что распределение скоростей электронов, вылетевших как из металлов, так и из полупроводников, подчиняется закону Максвелла. Объяснение этого факта видят в том, что при повышенных температурах «хвост» кривой распределения Ферми (для энергий больших, чем W_i) почти не отличается от кривой распределения по Максвеллу. В особых режимах работы (например, импульсном) распределение термоэлект-

ронов по скоростям в полупроводниковых катодах может существенно отличаться от максвелловского.

Термоэлектронная эмиссия с активированных поверхностей

Эмиссионная способность металла в сильной степени зависит от находящихся в нём примесей и, в частности, от чистоты его поверхности. Вольфрам с примесью тория, подвергнутый специальной термической обработке, даёт электронную эмиссию во много раз большую, чем чистый вольфрам. Увеличение эмиссионной способности металлов в этих случаях обусловлено созданием на поверхности одного металла тонкой плёнки другого металла, который по отношению к первому должен являться электроположительным, т. е. иметь меньшую работу выхода. Такие поверхности называются *активированными*.

Например, торированный катод изготавливается из вольфрамовой проволоки с примесью окиси тория (от 0,5 до 2%). Обработка такой проволоки заключается в нагревании её в вакууме в течение $0,5 \div 1$ мин до температуры 2800°K ; при этом нагреве окись тория восстанавливается в металлический торий. При такой высокой температуре атомы тория, находящиеся на поверхности нити, очень быстро испаряются и на их место продвигаются — диффундируют — новые атомы тория изнутри проволоки. Во избежание испарения всего тория, содержащегося в проволоке, этот нагрев длительным быть не может; от правильного выбора его режима сильно зависит эмиссионная способность катода. Затем катод подвергают нагреву до $2000 \div 2100^{\circ}\text{K}$ в течение $1 \div 2$ ч; при этой температуре имеют место и испарение тория с поверхности нити и диффузия тория изнутри нити к поверхности её, но количество приходящих атомов больше числа испаряющихся и поэтому на поверхности катода образуется слой тория. Толщина этого слоя не превышает одного атома, так как при указанной температуре атом тория удерживается на поверхности силами взаимодействия с частицами вольфрама, образующего сердечник (кern) катода, но другими атомами тория он уже не удерживается.

Выходящие изнутри нити атомы тория частично отдают свои валентные электроны атомам вольфрама и в виде положительных ионов, как говорят, адсорбируются на поверхности катода. Благодаря адсорбированным положительно заряженным ионам и атомам тория на поверхности вольфрама создаётся двойной электрический слой, положительная сторона которого расположена с внешней стороны (рис. 2.14а). Поле электрического двойного слоя концентрируется в основном внутри последнего (это схематически показано на рис. 2.14б) и является ускоряющим для электронов, движущихся изнутри катода наружу, вследствие чего значительно уменьшается работа выхода для этих

электронов. Следует отметить, что работа выхода такого торированного вольфрама получается равной 2,63 э-в, т. е. оказывается меньше работы выхода чистого металлического тория (3,35 э-в). Уменьшение работы выхода обуславливает получение значительной электронной эмиссии с торированного вольфрама



Рис. 2 14

при таких низких температурах, при которых эмиссия с чистого вольфрама ничтожно мала.

Для практических расчётов величины тока термоэлектронной эмиссии с различных активированных катодов можно пользоваться ф-лой (2.18). Постоянные этой формулы A и b_0 зависят от степени покрытия поверхности катода активным слоем и равномерности этого слоя. Поэтому определяемые из опыта значения этих постоянных (особенно величина A) даже для одинаковых по структуре катодов колеблются в очень широких пределах в зависимости от качества их активировки.

В табл. 2.6 приведены значения постоянных A и b_0 для некоторых активированных поверхностей по результатам работ различных исследователей.

Таблица 2.6

Материал катода	$A, \frac{a}{\text{см}^2 \text{град}^2}$	$b_0, \text{град}$	Примечание
Торий на вольфраме	3,0	30 500	Степень покрытия 100%
То же	2,8	34 150	Степень покрытия 83%
Торий на карбиде вольфрама	$1,15 \cdot 10^{-2}$	17 400	
Окись бария на вольфраме	$(0,2 \div 20) \cdot 10^{-3}$	11 200	

Влияние ускоряющего поля на термоэлектронную эмиссию

В электронных лампах электроны, испускаемые накалившимся катодом, двигаются к аноду под действием ускоряющего электрического поля, которое создаётся в пространстве между катодом и положительно заряженным анодом. Ускоряющее поле, действуя у поверхности катода, способствует выходу электронов

из катода и увеличивает электронную эмиссию. Это явление получило название *эффекта Шоттки*.

Электрон, выходя с поверхности катода, испытывает тормозящую его движение силу поля электрического изображения. На рис. 2.15 кривая 1 показывает распределение потенциала

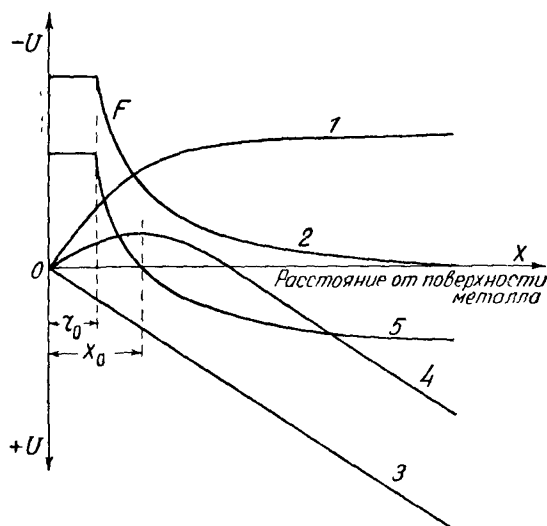


Рис. 2.15

поля электрического изображения (потенциальный барьер) в пространстве у катода при отсутствии внешнего электрического поля; кривая 2 показывает величину силы F , действующей между электроном и его электрическим изображением.

Если между катодом и анодом создано внешнее поле, то картина распределения потенциала изменится. Пусть кривая 3 показывает распределение потенциала внешнего поля для случая плоско-параллельных электродов; тогда в результате сложения потенциалов поля электрического изображения и внешнего поля в пространстве около катода получается результирующее поле, распределение потенциала которого определяется кривой 4. Сила, с которой действует на электрон это результирующее поле, изображена кривой 5. Из этой кривой видно, что вблизи поверхности катода на электрон действует тормозящая сила, так как сила поля электрического изображения превышает здесь силу, создаваемую внешним полем; при расстоянии $x = x_0$ сила поля электрического изображения уравнивается силой внешнего поля, так что испытываемая электроном сила равна нулю, и далее при $x > x_0$ на электрон действует ускоряющая сила результирующего поля, так как в этой области сила внешнего поля больше, чем сила поля электрического изобра-

жения. Следовательно, в этом случае электрону приходится совершать работу преодоления тормозящей силы только на участке от $x=0$ до $x=x_0$, т. е. совершать работу W_0' меньшую, чем работа выхода $W_0=e\varphi_0$. Подсчёт значения работы W_0' даёт, что она равна (в электронвольтах)

$$\varphi = \varphi_0 - (eE) \frac{1}{2}. \quad (2.27)$$

Подставив это значение работы выхода в ф-лу (2.18), получим

$$\begin{aligned} I'_{eq} &= AT^2 e^{-\frac{e\varphi}{\kappa T}} = AT^2 e^{-\frac{e}{\kappa T} [\varphi_0 - (eE) \frac{1}{2}]} = \\ &= AT^2 e^{-\frac{e\varphi_0}{\kappa T}} e^{\frac{e}{\kappa T} \frac{3}{2} E \frac{1}{2}} = AT^2 e^{-\frac{b_0}{T}} e^{4,39 \frac{E}{T}}. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Если обозначить нормальную плотность тока эмиссии через I_{eq} , то плотность тока эмиссии при учёте эффекта Шоттки будет равна

$$I'_{eq} = I_{eq} e^{4,39 \frac{E}{T}}, \quad (2.29)$$

где E — напряжённость ускоряющего поля у катода, $\frac{e}{cm}$.

Учёт влияния ускоряющего поля на термоэлектронную эмиссию по ф-ле (2.29) очевидно возможен только для катодов с идеально гладкой поверхностью, для которых можно достаточно точно рассчитать напряжённость поля у их поверхности. В тех случаях, когда катод имеет шероховатую поверхность, и, следовательно, около неровностей этой поверхности электрическое внешнее поле будет иметь очень большую напряжённость, увеличение тока эмиссии может быть весьма значительным.

Особенно сильным оказалось влияние внешнего ускоряющего поля на термоэлектронную эмиссию полупроводниковых катодов. В случае полупроводниковых катодов внешнее ускоряющее поле не только снижает наружный потенциальный барьер, уменьшая тем самым внешнюю работу выхода, но оно проникает и внутрь катода, так как из-за ограниченной концентрации свободных электронов в полупроводнике поверхность его не является таким совершенным экраном, как у металла. Вследствие этого уменьшается также внутренняя работа выхода; уменьшается ширина запрещённой полосы и электронам, переходящим с уровней примеси в зону проводимости, требуется меньшая дополнительная энергия. Общее уменьшение полной работы выхода оказывается поэтому значительным. Кроме того, полупроводниковые катоды имеют обычно шероховатую, неровную поверхность, что приводит к увеличению напряжённости внешнего электрического поля и более сильно выраженному эффекту Шоттки.

ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫЕ КАТОДЫ

§ 3.1. Характеристики и параметры катодов

Характеристики катодов

Основной зависимостью для тока эмиссии катода, которой пользуются для суждения о возможных режимах работы катода и для выбора наивыгоднейшего рабочего режима, является зависимость величины тока эмиссии от температуры катода. Непосредственное измерение температуры накаливаемого катода в обычных условиях эксплуатации ламп в радиоэлектронной аппаратуре затруднительно, и поэтому контроль накала катода ведут обычно по показаниям вольтметра или амперметра, включённых в цепь накала.

Кривая, показывающая указанную зависимость $I_e = f(U_n)$ или $I_e = f(I_n)$, называется *эмиссионной характеристикой* катода.

Экспериментально можно получить эмиссионную характеристику при помощи схемы рис. 3.1. Вольтметр для контроля режима накала, подключён к зажимам катода. Амперметр следует подключать всегда к отрицательному зажиму катода по следующим соображениям. Чтобы анодная цепь была замкнута, отрицательный зажим анодной батареи подключается к катоду, вследствие чего по катоду, кроме тока накала, всегда проходит и анодный ток. В качестве общей точки цепей анода и накала условились в схемах для испытания

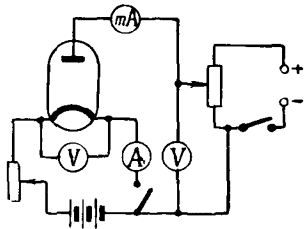


Рис. 3.1

ламп брать отрицательный зажим катода; потенциал общей точки условно принимают за нуль, и потенциалы всех остальных точек схемы отсчитывают относительно этой точки. При указанном подключении анодной цепи анодный ток, в положительном конце катода противоположен, как видно из рис. 3.2, току накала, вследствие чего этот конец нити накала имеет меньший нагрев. В отрицательном же конце нити накала анодный ток и ток накала складываются, и этот конец нити перегревается за счёт

получающегося большого тока. Чтобы не допустить опасного перегрева катода в отрицательном конце его, необходимо в этом месте цепи контролировать ток накала и поэтому амперметр следует подключать к отрицательному зажиму катода, как показано на схеме рис. 3.1. Анодная батарея включается в схему через потенциометр, при помощи которого можно подавать на анод различные значения положительного потенциала относи-

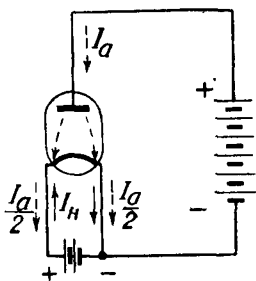


Рис. 3.2

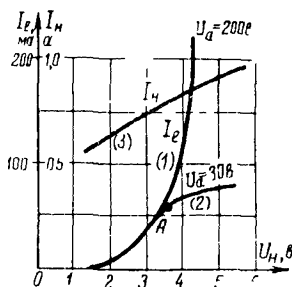


Рис. 3.3

тельно катода (точнее относительно общей точки, т. е. минус-зажима катода).

Выходящие с поверхности катода электроны, двигаясь к аноду, составляют распределённый в пространстве между катодом и анодом отрицательный электрический заряд. Этот пространственный, или объёмный, заряд создаёт своё поле, препятствующее движению электронов к аноду. Если ускоряющая разность потенциалов между анодом и катодом невелика, то некоторая часть электронов затормозится полем пространственного заряда и эти электроны возвратятся обратно к катоду¹⁾. Поэтому при снятии эмиссионной характеристики необходимо подать на анод достаточно большой положительный потенциал.

Установив требуемое анодное напряжение U_a и поддерживая его постоянным, постепенно увеличивают напряжение на зажимах катода U_n и измеряют получающиеся при этом значения тока эмиссии при помощи миллиамперметра, включённого в анодную цепь. По полученным данным строится эмиссионная характеристика $I_e = f(U_n)$. На рис. 3.3 (кривая 1) показана эта характеристика для диода с вольфрамовым катодом, снятая при $U_a = 200$ в. Эмиссионная характеристика близка по своему виду к экспоненте, но не является, строго говоря, экспонентой вследствие нелинейной связи между напряжением накала U_n и температурой катода T . При небольших значениях U_n ток эмиссии

¹⁾ Пространственный заряд и его проявления подробнее описаны в гл. 6.

настолько мал, что измерительным прибором не регистрируется. Начиная с $U_n \approx 1$ в, ток эмиссии становится заметным и возрастает с увеличением U_n вначале медленно, а затем, при напряжениях накала, соответствующих рабочим и близким к ним температурам, — очень резко. Последнее обстоятельство надо иметь в виду при снятии эмиссионных характеристик, так как небольшие неточности в измерении тока или напряжения накала вызывают значительные изменения величины измеряемого тока эмиссии.

На том же графике представлена для той же лампы кривая (2), снятая при меньшем анодном напряжении (30 в). Загиб этой кривой (около точки А) указывает на то, что имеющийся на аноде небольшой положительный потенциал оказывается недостаточным для нейтрализации тормозящего поля объёмного заряда.

На рис. 3.3 построена также так называемая *накальная характеристика катода* (кривая 3), показывающая зависимость тока накала от напряжения накала $I_n = f(U_n)$. Необходимые для этой характеристики измерения тока накала для различных значений U_n ведут обычно при разомкнутой анодной цепи, чтобы избежать влияния анодного тока на показания амперметра накала. Если ток в цепи анода мал по сравнению с током накала, то можно обе характеристики снимать одновременно. Зависимость $I_n = f(U_n)$ получается нелинейной, так как при повышении температуры нити накала её сопротивление увеличивается, вследствие чего относительное увеличение тока накала получается меньше, чем увеличение напряжения накала.

Параметры катодов

1. Рабочая температура. Рабочая температура ($T_{\text{раб}}$), т. е. температура эмитирующей поверхности катода в нормальных рабочих условиях, является важным параметром, от величины которого существенно зависят значения других параметров катода (см. ниже). Кроме того, величиной рабочей температуры катода в значительной степени определяется тепловой режим других электродов и прибора в целом. В электровакуумной технике стремятся применять катоды, дающие необходимой эмиссионный ток при возможно более низкой рабочей температуре. Однако жёсткие условия работы катодов в ряде приборов заставляют наряду со сравнительно низкотемпературными катодами, имеющими рабочую температуру около 1000—1100°К (тёмно-красное каление), применять также высокотемпературные, но более устойчивые к неблагоприятным воздействиям катоды с рабочей температурой, достигающей до 2400—2600°К.

2. Удельная эмиссия. Удельной эмиссией называется величина тока электронной эмиссии с 1 см² поверхности катода.

Удельная эмиссия зависит, как мы уже видели в § 2.2, от температуры катода, его материала и определяется формулой

$$I_{eq} = AT_{раб}^2 e^{-\frac{b_0}{T_{раб}}}, \frac{a}{cm^2}, \quad (3.1)$$

где $T_{раб}$ — рабочая температура катода.

Очевидно, что, сравнивая значения удельной эмиссии различных материалов, необходимо указывать, каким температурам соответствуют эти значения.

3. Допустимая плотность катодного тока. В рабочих режимах электронных ламп с активированными катодами обычно используют величину анодного тока, значительно меньшую тока эмиссии катода, так как работа при токах с катода, равных току эмиссии, для ряда катодов приводит к разрушению активирующего слоя. Поэтому для активированных катодов вместо удельной эмиссии часто применяется параметр, называемый *допустимой плотностью катодного тока* $j_{к макс}$. Этот параметр показывает, какую наибольшую величину тока можно отбирать с 1 см^2 поверхности катода в рабочем режиме.

Величина допустимой плотности катодного тока зависит от материала катода и активирующего слоя, а также от рабочего режима (режим непрерывной или импульсной работы и т. п.).

В лампах с катодами из чистых металлов (неактивированных) допустимая плотность катодного тока равна удельной эмиссии катода.

4. Удельная мощность накала. Для нагрева катода затрачивается мощность, величина которой зависит от температуры, свойств материала и размеров катода. При подведении к холодному катоду определённой мощности температура его повышается до тех пор, пока не установится равенство мощности подводимой и мощности, теряемой катодом.

Подводимая к катоду мощность расходуется:

а) на лучеиспускание, которое зависит от свойств поверхности катода и его температуры; согласно закону Стефана—Больцмана мощность, испускаемая с единицы поверхности тела, нагретого до температуры T , равна $P = \sigma \sigma T^4$, где σ — постоянная Стефана—Больцмана, равная $5,672 \cdot 10^{-12} \frac{вт}{см^2 град^4}$ и ζ — коэффициент лучеиспускания, зависящий от свойств поверхности; этот коэффициент равен единице для абсолютно чёрного тела и меньше единицы для всех реальных поверхностей;

б) на эмиссию; это обусловлено тем, что каждый вылетающий из катода электрон уносит из катода энергию, равную сумме совершённой электроном работы выхода и кинетической энергии, которой он обладает, выходя из металла. Так как в потоке вылетающих из металла электронов средняя кинетическая энер-

гия одного электрона равна $2kT$, то потеря мощности катода на эмиссию, выраженная в ваттах, равна

$$P_e = \frac{I_e}{e} (e\varphi_0 + 2kT) = I_e (\varphi_0 + 1,72 \cdot 10^4 T) \quad (3.2)$$

и составляет несколько процентов ($2 \div 7\%$) от всей потребляемой катодом мощности;

в) на теплопроводность держателей катода; при не очень массивных держателях эти потери сравнительно малы.

Величина мощности накала, приходящаяся на 1 см^2 поверхности катода, называется *удельной мощностью накала* и является характеристикой потребления энергии катодом. Приблизительно можно считать, что всю потребляемую энергию катод отдаёт в виде энергии лучеиспускания, так что удельная мощность накала будет равна

$$P_{нq} \approx \zeta \sigma T^4. \quad (3.3)$$

5. Эффективность катода. Эффективностью катода называется отношение тока эмиссии катода к мощности, затрачиваемой на его нагрев,

$$H = \frac{I_e}{P_{нq}}, \quad \frac{\text{мА}}{\text{Вт}}. \quad (3.4)$$

Эффективность показывает, какую эмиссию можно получить от катода на каждый ватт мощности, затрачиваемой на нагрев катода.

Эффективность катода является наиболее употребительной характеристикой материала катода, так как она одновременно характеризует эмиссионные свойства катода и определяет расходующую на накал мощность. Для данного материала эффективность зависит только от температуры, увеличиваясь по экспоненциальному закону при повышении температуры

$$H = \frac{I_e}{P_{нq}} = \frac{I_{eq}}{P_{нq}} \approx \frac{AT^2 e^{-\frac{b_0}{T}}}{\zeta \sigma T^4} = \text{const} \cdot T^{-2} e^{-\frac{b_c}{T}}. \quad (3.5)$$

Из указанной зависимости следует, что использование катода при более высоких рабочих температурах выгодно, так как при этом ток эмиссии катода увеличивается, а относительный расход мощности уменьшается. Однако при слишком высоких рабочих температурах значительно уменьшается долговечность катода (см. п. 6).

6. Долговечность катода. Весьма важным параметром катода является его долговечность, или срок службы, так как во всех приборах с термоэлектронными катодами (кроме мощных разборных ламп) разрушение катода делает прибор совершенно негодным.

Основной причиной разрушения катодов из чистых металлов (неактивированных) является механическое повреждение (перегорание, разрыв) нити накала. При высоких температурах происходит испарение материала катода, вследствие чего диаметр катода постепенно уменьшается; наиболее интенсивное испарение материала происходит в средней, наиболее накалённой части катода. Так как сопротивление участка нити, ставшего тонким, повышается, то на этом участке происходит выделение большего количества тепла, что вызывает повышение температуры и дальнейшее увеличение испарения. Если диаметр проволоки катода значительно уменьшится, то катод или разрывается в этом месте вследствие натяжения его пружинящими держателями, или расплавляется (перегорает) при чрезмерном повышении температуры.

Основной причиной выхода из строя активированных катодов является уменьшение их эмиссионной способности вследствие повреждения (деактивации) активного слоя. Лампа с деактивированным, хотя и неповреждённым механически катодом, к работе непригодна. Если эмиссия катода значительно уменьшится по сравнению с её начальным значением, то свойства прибора в целом (его характеристики и параметры) также могут измениться настолько, что использование прибора делается невозможным в рабочем режиме, рассчитанном на нормальные значения параметров прибора. Поэтому долговечность или срок службы катода можно определить как тот промежуток времени работы катода, в течение которого рабочий ток и параметры лампы сохраняются не меньше некоторой определённой величины. Обычно за срок службы активированных катодов принимают то время работы, в течение которого определённые параметры лампы сохраняют величину не менее 70—80% нормального для данного типа ламп значения.

Долговечность активированных катодов также сильно зависит от их температуры. Опыт показывает, что при небольшом подъёме температуры выше нормальной рабочей происходит интенсивное испарение активирующих веществ и катод быстро теряет эмиссию. Кроме того, на долговечность катода сильно влияет качество активировки, зависящее от процесса обработки катода. Поэтому для активированных катодов теоретический подсчёт срока службы затруднителен и долговечность определяют для них экспериментально.

§ 3.2. Типы катодов

Классификация катодов

Термоэлектронные катоды, применяемые в современных электровакуумных приборах, по их физическим и электрическим свойствам подразделяются на три группы:

- а) катоды из чистых металлов и сплавов,
- б) плёночные катоды,
- в) полупроводниковые катоды.

Катоды первой группы являются неактивированными. Такие катоды называют также *простыми*, или *однородными*.

Катоды второй и третьей групп являются активированными. На их наружной поверхности имеется активный слой, который обычно отличается по своему составу от толщи катода и подвергается при изготовлении электровакуумного прибора специальной технологической обработке (активировке).

У плёночных катодов активный слой представляет собой одноатомную плёнку электроположительного металла (рис. 2.14). Эти катоды называют также *тонкослойными*.

У полупроводниковых катодов активный слой имеет значительную толщину (десятки тысяч и более атомных слоёв) и состоит обычно из полупроводника с примесной электронной проводимостью. Такие катоды называют также *толстослойными*. Среди толстослойных имеются отдельные типы катодов с металлической проводимостью активного слоя¹⁾.

В последние годы разработаны также *сложные* активированные катоды. На наружной поверхности этих катодов перемежаются участки со структурой, аналогичной структуре плёночных (тонкослойных) и полупроводниковых (толстослойных) катодов. Мы ограничимся рассмотрением основных типов термоэлектронных катодов²⁾.

Катоды из чистых металлов

Вольфрамовые катоды. Основными свойствами вольфрама, вызвавшими использование его для изготовления катодов, является, во-первых, высокая температура плавления (свыше 3600°K), во-вторых, необходимые для изготовления тонкой проволоки ковкость и тягучесть. Из вольфрама легко изготавливаются проволоки различных диаметров, начиная от сотых долей миллиметра до 1 ÷ 2 мм.

Рабочая температура вольфрамового катода колеблется от 2400 до 2600°K в зависимости от типа ламп и требований, предъ-

¹⁾ Более полную классификацию современных термоэлектронных катодов см. в статье Б. М. Царёва «Пути развития термоэлектронных катодов» («Радиотехника и электроника», т. II, № 6, 1957 г.).

²⁾ Более полные данные о современных термоэлектрических катодах см. в следующих работах: Г. А. Тягунов и И. В. Юдинская. «Термоэлектронные катоды электровакуумных приборов» (сборник «Успехи электровакуумной техники» под ред. Г. А. Тягунова, Госэнергоиздат, 1956 г.); Б. М. Царёв и Л. А. Тимошин. «Термоэлектронные катоды». Труды НИИ МРТП, 1957 г. вып. 5(41); «Оксидный катод» (сборник трудов Международного конгресса, посвящённого 50-летию открытия оксидного катода). изд. Иностранной литературы, 1957 г.

являемых к ним. Здесь приходится учитывать требования достаточно большой эмиссии, что вызывает повышение рабочей температуры, и достаточно длительного срока службы катода, продолжительность которого тем больше, чем ниже рабочая температура. Требования эти, очевидно, противоречат друг другу.

Величина эффективности катода зависит от его рабочей температуры. Для вольфрамовых катодов величина H изменяется от 2 до 10 *ма/вт*. Срок службы вольфрамового катода при нормальных рабочих температурах около 2—3 тыс. ч.

Основным достоинством вольфрамового катода является постоянство его эмиссионных свойств. К положительным качествам вольфрамового катода следует также отнести свойство паров вольфрама вступать в химические соединения с газами, остающимися в лампе после откачки, и тем самым производить лучшее обезгаживание или, как говорят, «жестчение» лампы. Вольфрамовые катоды применяются в мощных лампах, работающих при высоком анодном напряжении, когда работа катодов других типов делается неустойчивой.

Данные, определяющие эмиссионные свойства и электрический режим накала вольфрамовых катодов, приведены в табл. 3.1.

Танталовые катоды. Тантал имеет температуру плавления около 3120°K; работа выхода у тантала равна 4,07 *в*, что несколько меньше, чем у вольфрама. Благодаря меньшей работе выхода тантал при температурах 2300—2500°K даёт эмиссию в 10 раз большую, чем вольфрам при этих температурах. Применяются танталовые катоды в мощных высоковольтных лампах.

Недостатком танталовых катодов является то, что при сильных нагревах тантал рекристаллизуется и получающаяся крупнозернистая кристаллизация делает катоды весьма хрупкими и ломкими. Путём добавления к танталу небольших количеств других веществ удаётся рекристаллизацию несколько уменьшить.

Плёночные катоды

Торированные катоды. Эти катоды представляют собой вольфрамовую проволоку, поверхность которой покрыта одноатомным слоем тория. Технология изготовления торированного катода была описана в § 2.2. Торированные катоды работают при более низких температурах и являются более экономичными, чем катоды из чистого вольфрама.

Рабочая температура торированного катода берётся в интервале 1800 ÷ 1900°K; при этих температурах эффективность катода получается от 35 до 50 *ма/вт*.

Срок службы торированного катода определяется, как правило, не перегоранием нити, а состоянием активного слоя на по-

верхности катода. При нормальных условиях работы катода испарение тория с поверхности непрерывно пополняется диффундирующими из глубины катода атомами тория, которые проходят к поверхности катода между кристаллами вольфрама, но не сквозь кристаллы. При длительной работе катода под действием высокой рабочей температуры кристаллическая структура вольфрама изменяется — кристаллы делаются более крупных размеров, что уменьшает число путей для атомов тория, и диффузия тория на поверхность катода уменьшается. Вследствие этого, а также вследствие наступающего обеднения катода торием, размеры активного слоя начинают уменьшаться, что вызывает сначала уменьшение эмиссии, а затем и полную «потерю эмиссии» катода.

На целостность активного слоя катода сильно влияют те остатки газов, которые всё-таки имеются в лампах после откачки. Влияние это сказывается в химических взаимодействиях газа с активным слоем катода, а также в сбивании активного ториевого слоя положительными ионами, получающимися при ионизации газа. Поэтому для активированных катодов вопрос уничтожения следов газа после откачки является очень важным и решается обычно применением газопоглотителей.

Недостатки торированного катода: неустойчивость эмиссии из-за влияния указанных выше явлений и возможность потери эмиссии, а также нестойкость активного слоя при применении высокого анодного напряжения. Поэтому в настоящее время торированные катоды применяются только в некоторых типах измерительных (электрометрических) ламп.

Карбидированные катоды. Для повышения устойчивости эмиссии торированного катода и возможности применения его при больших рабочих анодных напряжениях производят карбидирование торированного катода. Этот процесс заключается в прокаливании ещё неактивированного катода в атмосфере углеводородов, например, в парах бензола (C_6H_6) при температуре около $1600^\circ K$. При соприкосновении молекулы бензола с горячей поверхностью катода молекула разлагается на углерод и водород. Углерод, осаждаясь на поверхности катода, диффундирует в вольфрам. При достаточно больших давлениях паров бензола образуется больше атомов углерода, чем то количество их, которое диффундирует внутрь катода, и поэтому создаются условия, благоприятные для образования карбида вольфрама W_2C на поверхности катода. Карбидирование прекращают, когда содержание углерода в вольфраме повысится до $0,2 \div 0,5\%$; при таком содержании углерода карбид вольфрама образуется в виде оболочки на вольфрамовом сердечнике; дальнейшее увеличение содержания углерода приводит к превращению всего вольфрама в карбид, что недопустимо ввиду большой хрупкости получающегося в этом случае катода

После карбидирования производится активировка катода описанным ранее способом. Активный слой атомов тория располагается на карбиде вольфрама. Теплота испарения тория с поверхности карбида вольфрама больше, чем с поверхности чистого вольфрама. Поэтому карбидированные катоды могут работать при более высоких температурах, чем простые торированные без разрушения активного слоя тория. Например, было найдено, что при $T=2200^{\circ}\text{K}$ скорость испарения тория с карбидированной поверхности равняется только 16% от скорости испарения тория с вольфрама при той же температуре. Рабочая температура карбидированного катода составляет $1950 \div 2000^{\circ}\text{K}$. При такой температуре увеличивается эмиссия катода, увеличивается и эффективность его, достигающая в карбидированных катодах значения $50 \div 70 \text{ ма/вт}$.

Благодаря указанному свойству активный слой карбидированного катода труднее, чем у простых торированных катодов, разрушается под действием ионной бомбардировки, вследствие чего карбидированные катоды могут быть применены в лампах с повышенным (до $6 \div 8 \text{ кв}$) анодным напряжением.

Недостатком карбидированных нитей является хрупкость их, обусловленная хрупкостью карбида вольфрама и тем, что коэффициенты расширения карбида вольфрама и чистого вольфрама неодинаковы, вследствие чего при нагревании и охлаждении катода поверхность его покрывается трещинами, ослабляющими механическую крепость нити. Долговечность карбидированных катодов около 1000 ч.

Кроме торированного вольфрама, для изготовления карбидированных катодов применяют иногда торированный молибден.

Карбидированные катоды находят применение в генераторных лампах, где за последнее время с успехом заменяют чисто вольфрамовые катоды.

Бариево-вольфрамовые катоды. Сравнительно недавно разработан новый тип плёночного катода, отличающийся

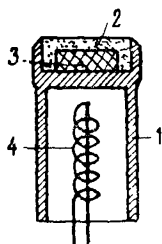


Рис. 3.4

ся от вышеописанных типов своим устройством. В этом катоде, получившем название бариево-вольфрамового катода (или Л-катода), применена специальная подогревная конструкция (рис. 3.4). Основание катода сделано в виде молибденового стаканчика 1, в нижней части которого помещается электрический подогреватель 4, а верхняя часть представляет чашечку, в которой помещена таблетка из смеси карбонатов бария и стронция 3. Чашечка заполнена пористым вольфрамом 2, внешняя поверхность которого является рабочей

поверхностью катода. При достаточно сильном нагреве катода карбонаты бария и стронция разлагаются, образуя окислы бария и стронция. Окись бария вступает в реакцию с молибденом

и вольфрамом. В результате этой реакции восстанавливается барий, который диффундирует сквозь пористый вольфрам и образует на его внешней поверхности активную плёнку.

При рабочих температурах в интервале от 1200°K до 1600°K бариево-вольфрамовые катоды имеют эффективность от 100 до 1000 *ма/вт*. При этих и более высоких температурах сильно проявляется основной недостаток этого катода: интенсивное распыление свободных щёлочноземельных металлов и значительное «загрязнение» ими других электродов лампы (в частности, сеток), что приводит к вредному увеличению термоэмиссии с поверхности этих электродов. Поэтому бариево-вольфрамовые катоды часто используются в лампах (например, в триодах дециметрового и сантиметрового диапазона) при более низких температурах ($1200\text{—}1350^{\circ}\text{K}$), при которых хотя и получается меньшая эффективность, но распыление бария с поверхности катода практически неопасно. При этом используется одно из преимуществ этих катодов: устойчивость их при интенсивной электронной и ионной бомбардировке, что обусловлено непрерывным поступлением бария изнутри на поверхность катода.

Бариево-вольфрамовые катоды находят применение в тех электровакуумных приборах, где условия работы катода весьма тяжёлые и где требуется большая удельная эмиссия катода (магнетроны, мощные клистроны и др.).

Полупроводниковые катоды

Оксидные катоды. Наиболее распространённым типом катода в электровакуумных приборах является полупроводниковый оксидный катод, изобретённый в 1904 г. Схема устройства оксидного катода показана на рис. 3.5. Основой катода является металлический *кern*,

изготавливаемый из специальных сортов никеля или из вольфрама. На *кern* нанесено оксидное покрытие, состоящее из смеси окислов бария и стронция (иногда также кальция). Так как эти окислы неустойчивы к воздействию паров воды и углекислого газа, то вначале на *кern* наносят

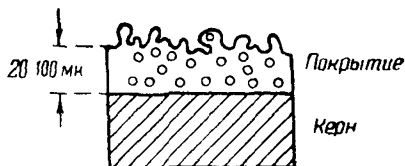


Рис. 3.5

одним из разработанных способов (опрыскивание, электролитическое осаждение из суспензии и др.) смесь углекислых солей бария и стронция (иногда также кальция). В таком виде катод монтируется в лампе, а затем, после откачки из лампы воздуха, он нагревается до температуры 1600°K . При этой температуре углекислые соли бария и стронция разлагаются на окислы ме-

таллов и углекислый газ, который откачивается из лампы; окислы же металлов остаются на поверхности катода в виде белого слоя. Этот слой имеет толщину от 20 до 100 мк и часто очень шероховатую поверхность — в виде нагромождённых друг на друга смешанных кристаллов BaO и SrO размерами от 1 до 5 мк. Окислы щёлочноземельных металлов имеют ионную кристаллическую решётку, в узлах которой находятся двухвалентные ионы металла (Me^{++}) и кислорода (O^{--}). Ширина «запрещённой» полосы энергий (ΔW) для BaO и SrO порядка нескольких электронвольт, поэтому оксидное покрытие в обычном (неактивированном) состоянии является диэлектриком.

Для активировки оксидного катода его затем прогревают при температуре $1300 \div 1350^\circ K$, одновременно включив на анод лампы положительное (относительно катода) напряжение $100 \div 200$ в. В этом режиме происходит восстановление металлического бария из окиси бария за счёт следующих причин. Во-первых, имеет место химическое взаимодействие оксидного слоя с керном; для усиления восстановительных свойств в никелевый kern обычно вводят небольшое количество ($0,1 \div 0,2\%$) активирующих веществ: примесей магния, вольфрама, кремния или других элементов, химически реагирующих с окисью бария. Во-вторых восстановление бария осуществляется газами (главным образом, окисью углерода), выделяющимися из накаливаемого катода в конце процесса обезгаживания. В-третьих, некоторое количество металлического бария получается вследствие электролитической диссоциации окиси его при прохождении электрического тока через оксидный слой; выделяющийся при этом на внешней поверхности покрытия кислород откачивается или поглощается газопоглотителем, а ионы бария перемещаются внутри оксида к поверхности керна.

Образовавшиеся в результате этих процессов избыточные атомы бария (показаны кружками на рис. 3.5) распределяются по толще покрытия. Они играют роль металлической примеси к оксидному слою, т. е. являются донорами; энергетические уровни их валентных электронов располагаются в «запрещённой» полосе вблизи дна зоны проводимости, подобно тому, как это было показано на рис. 2.7. Поэтому при активировке катода оксидный слой из диэлектрика превращается в полупроводник с электронной проводимостью. Потенциальная диаграмма на рис. 2.11 соответствует активированному оксидному катоду. Экспериментальные исследования дают для полной работы выхода оксидных катодов при термоэлектронной эмиссии значения $e\varphi_a$ от 1 до 1,1 э-в; при этом внутренняя работа выхода
$$e\varphi_i = \frac{\Delta W_n}{2} \approx 0,7 \div 0,8 \text{ э-в, а внешняя работа выхода } e\varphi_0 \approx 0,3 \text{ э-в.}$$

Благодаря малой величине работы выхода значительная термо-

электронная эмиссия оксидного катода получается уже при температурах 1000—1120°K (накал тёмно-красного цвета), эффективность катода при этих температурах от 60 до 100 *ма/вт*.

Предположения о наличии одноатомной плёнки бария на поверхности оксидного катода (подобно плёнке тория на вольфраме) экспериментально не были подтверждены. В настоящее время считают, что высокая эмиссионная способность оксидного катода обусловлена полупроводниковой структурой толщи оксидного покрытия и его наружного приповерхностного слоя. При этом активность оксидного катода определяется, главным образом, барьером — концентрацией его избыточных атомов в оксидном слое. Экспериментально установлено, что смесь оксидов бария и стронция (в равных примерно соотношениях) даёт большую эмиссию, чем чистая окись бария. Наличие кальция в оксидных покрытиях с тремя окислами (BaO, SrO, CaO) приводит к некоторому уменьшению эмиссии, но способствует получению более прочного и плотного покрытия.

Большую роль в обеспечении высоких эмиссионных свойств оксидного катода играет шероховатость его поверхности и наличие пор в оксидном покрытии. Благодаря этому, во-первых, значительно увеличивается действующая эмиссионная поверхность катода и, во-вторых, в дополнение к обычному механизму электронной эмиссии добавляется эмиссия электронов через поры в оксидном слое.

Оксидные катоды с относительно гладким покрытием (например, получаемые катафорезом — электролитическим осаждением углекислых солей бария и стронция из суспензии) применяются в лампах с предельно малыми междуэлектродными расстояниями и в тех электровакуумных приборах, где вследствие высоких потенциалов на электродах напряжённость электрического поля у катода может быть очень большой. В последнем случае при шероховатом покрытии легче наступает вредное явление искрения катода (см. ниже).

При работе оксидного катода примеси, введённые в керн для облегчения активировки катода, химически реагируют с оксидным покрытием, и на керне постепенно образуется тонкий слой соединений (например, типа BaSiO_n , если в керн введена примесь кремния); этот подслой, несмотря на свою незначительную толщину (порядка 10^{-5} см), имеет большое сопротивление, достигающее до 50—100 *ом*, и называется поэтому *запорным слоем*. Вследствие повышенной лучеиспускательной способности покрытой им поверхности температура всего катода уменьшается на $30 \div 50^\circ$ по сравнению с катодом, имеющим керн из чистого никеля. Другим недостатком, связанным с наличием запорного слоя, является ухудшение основных параметров электронных ламп. Поэтому совершенствование оксидных катодов для долговечных ламп идёт по линии применения кернов из чистейшего никеля (с содержанием примесей не более 0,01 %) или из никеля

с такими активирующими присадками, которые хотя и медленнее активируют катод, но не образуют прослойки с повышенным сопротивлением.

Недостатком никелевого керна для катодов, изготавливаемых в виде нитей малого диаметра (менее 150—200 мк), является незначительная механическая прочность этих нитей при рабочих температурах, что вызывает уменьшение долговечности катода. Более прочными и имеющими поэтому больший срок службы получаются оксидные катоды с вольфрамовым керном.

В работающем оксидном катоде происходит непрерывная потеря атомов избыточного бария в покрытие за счёт их испарения из катода и химического взаимодействия с остаточными газами, имеющимися внутри лампы. Пополнение металлического бария в покрытии осуществляется благодаря химическим реакциям окиси бария с активирующими присадками и электролитической диссоциации части окиси бария при прохождении анодного тока сквозь оксидный слой¹⁾.

Так как атомы избыточного бария химически весьма активны, то присутствие даже следов воздуха или паров воды внутри лампы и выделение газов при бомбардировке электронами анода и сеток заметно ухудшают эмиссионные свойства оксидного катода, сокращают срок его службы. Кроме того, при электролизе окиси бария выделяется кислород, который необходимо удалять. Поэтому роль газопоглотителя в лампах с оксидным катодом, а также качество обезгаживания электродов лампы при откачке из неё воздуха чрезвычайно важны для обеспечения долговечности оксидного катода и прибора в целом. В электронных лампах массового производства удаётся получать и поддерживать давление остаточных газов порядка 10^{-7} мм рт. ст.

Срок службы оксидного катода в различных типах электровакуумных приборов неодинаков; сильно различается долговечность катода и для отдельных образцов приборов одного и того же типа. В обычных приёмно-усилительных лампах при гарантированной долговечности 500 ч срок службы большинства ламп составляет 1500—3000 ч. Имеются серии долговечных электронных ламп с оксидным катодом на срок службы в 5000 и 10 000 ч. В ионных приборах срок службы оксидного катода около 1000 ч, а в специальных типах электровакуумных приборов для сверхвысоких частот — 500 ч и менее. Расчёты показывают, что теоретический срок службы оксидных катодов очень велик — он определяется запасом бария в оксидном покрытии и составляет десятки тысяч и даже сотни тысяч часов. Разработаны специальные серии ламп с оксидным катодом для телефонных уси-

¹⁾ Если с катода не отбирается эмиссионный ток, то отсутствует электролитическая активировка катода. Кроме того, при этом интенсивнее формируется запорный слой. Поэтому в режиме одного накала без отбора эмиссионного тока (так называемом «дежурном» режиме) лампы с оксидным катодом часто имеют меньший срок службы, чем в нормальном рабочем режиме.

лителей в подводных кабелях связи, рассчитанные на долговечность в $70 \div 100$ тыс. ч ($10 \div 14$ лет непрерывной работы) — правда, в значительно облегченном режиме.

В годы второй мировой войны экспериментально были обнаружены исключительно высокие эмиссионные свойства оксидного катода в импульсном режиме (при длительности импульсов порядка $1 \div 10$ мксек и длительности пауз порядка миллисекунд). В этом режиме с обычных оксидных катодов при достаточно высоких анодных напряжениях удалось снимать эмиссионные токи в несколько десятков ампер на квадратный сантиметр, а с усовершенствованных — даже более 100 а/см^2 , в то время как с тех же катодов в непрерывном режиме наибольшая плотность катодного тока не превышает $0,5 \text{ а/см}^2$.

В импульсном режиме был обнаружен характерный *спад* эмиссии оксидного катода: при подаче на лампу импульсов напряжения прямоугольной формы (рис. 3.6) анодный ток уменьшается в течение импульса приблизительно по экспоненциальному закону. За время паузы катод полностью восстанавливает свои эмиссионные свойства. Спад эмиссии оксидного катода вызван рядом причин, среди которых важнейшими являются следующие: отравление катода газами, выделяющимися с анода и сеток при бомбардировке их электронами с большой энергией; электролитический отвод ионов бария от поверхности катода к керну при прохождении через катод «сквозных» токов большой плотности; существование запорного слоя между керном и покрытием. При устранении запорного слоя (кern из чистейшего никеля), тщательной активировке катода и принятии мер против разогрева электродов лампы и газоотделения из них спад эмиссии оксидного катода в импульсном режиме не наблюдается. Благодаря хорошим эмиссионным свойствам оксидные катоды широко применяются в импульсных электровакуумных приборах.

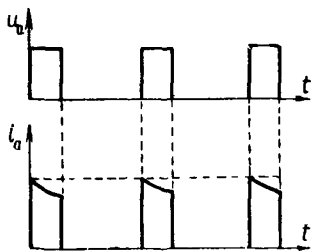


Рис. 3.6

Получению с оксидного катода больших эмиссионных токов, близких к его полной термоэлектронной способности, препятствуют в основном два обстоятельства:

1. *Перегрев катода* проходящим через него «сквозным» током I_k . Из-за сравнительно большого сопротивления полупроводникового покрытия R_k и запорного слоя (когда он имеется) при прохождении через катод токов большой плотности выделяется значительное количество джоулева тепла $P_k = I_k^2 R_k$ и температура катода становится недопустимо высокой. В этом отношении безусловные преимущества имеет импульсный режим, так как из-за наличия пауз среднее количество тепла, выделяющегося в ка-

тоде за единицу времени при прохождении тока I_k , в импульсном режиме намного меньше, чем в непрерывном.

2. *Искрение катода* при подаче на анод лампы высоких напряжений и снятии с катода больших плотностей тока в импульсном режиме. При этом наблюдаются электрические разряды в лампе, сопровождаемые отделением от катода раскалённых частиц оксида. Это явление ограничивает величину допустимого катодного тока $I_{k \text{ макс}}$ и анодного напряжения $U_{a \text{ макс}}$. Искрению способствуют: шероховатость поверхности оксидного катода (образуются большие градиенты потенциала у выступов на поверхности катода); наличие запорного слоя и повышенное сопротивление полупроводниковому покрытию (повышенное выделение тепла в покрытии); недостаточно прочное сцепление оксидного покрытия с керном; бомбардировка катода ионами, образовавшимися в результате ионизации атомов остаточных газов. Склонность к искрению и недостаточно высокий срок службы в импульсном режиме работы являются главными недостатками оксидного катода, ограничивающими его применение в современных импульсных электровакуумных приборах.

С целью борьбы с искрением и увеличения срока службы разработаны разновидности оксидного катода, являющиеся по существу не полупроводниковыми, а *сложными* катодами. Примером таких катодов служит так называемый губчатый, или сетчатый катод¹⁾, устроенный следующим образом. На никелевый керн наносится металлическая сетка или губка, полученная спеканием мелкозернистого никелевого порошка. В отверстия губки вводится (например, втирается) оксидное покрытие. Поверхность катода получается более гладкой, частицы оксида прочнее сцепляются с губкой, теплопроводность и электропроводность покрытия (металл+полупроводник) намного больше, чем у оксидного катода. Применение чистейшего никеля в качестве материала для керна и губки препятствует образованию запорного слоя. На наружной поверхности сложного катода перемежаются участки со структурой, аналогичной структуре плёночных (выступы металлической сетки) и толстослойных полупроводниковых катодов (зёрна оксида). Эмиссионная способность губчатых и других сложных катодов несколько ниже, чем у оксидных.

Ториево-оксидные катоды. В этих катодах оксидное покрытие из окиси тория помещается на вольфрамовом, молибденовом или танталовом керне. Для получения хорошего сцепления покрытия с керном к окиси тория добавляют небольшое количество нитрата тория, который, разлагаясь при прокаливании катода, образует более прочный слой окиси тория.

По сравнению с оксидными катодами из щёлочноземельных металлов ториево-оксидные катоды имеют следующие особен-

¹⁾ Такие катоды называют также синтерированными.

ности. Во-первых, после прокаливания в вакууме, осуществляемого для удаления из них газа, они уже дают почти полную эмиссию, что значительно облегчает дальнейший процесс активирования. Во-вторых, в ториево-оксидных катодах отсутствует запорный слой между слоем оксида и керном, вследствие чего эти катоды оказываются пригодными для работы в импульсных режимах при отборе с них больших плотностей импульсного тока. Явление спада эмиссии в ториево-оксидных катодах практически не наблюдается для импульсов с длительностью до 100 мксек. В силу указанных свойств ториево-оксидные катоды особенно пригодны для импульсных электровакуумных приборов, в частности, импульсных магнетронов.

Интересной разновидностью описанного выше катода является металлокерамический ториево-оксидный катод. Этот сложный катод изготавливается посредством спекания смеси мелкозернистых порошков вольфрама и окиси тория (около 96% W и 4% ThO₂) в металлокерамические стержни или тонкостенные трубки. Последние с помощью молибденового порошка затем спекаются с молибденовыми цилиндрами (кернами), внутрь которых помещается изолированный вольфрамовый подогреватель. Такой катод имеет рабочую температуру 1500 ÷ 1900°K. Он активируется нагреванием до $T=2100 \div 2200^\circ\text{K}$ в течение нескольких минут, а при работе в магнетроне хорошо активируется без дополнительного нагревания. Металлокерамический ториево-оксидный катод имеет сравнительно малую термоэлектронную эмиссию (0,5 а/см² при $T=1600^\circ\text{K}$), но благодаря большому коэффициенту вторичной эмиссии, он даёт в импульсном магнетроне при этой рабочей температуре ток в 15 а/см² (см. гл. 16). При этом катод устойчив к электронной и ионной бомбардировке и к воздействию остаточных газов, хорошо работает при высоких анодных напряжениях, имеет малую склонность к искрению. Металлокерамический ториево-оксидный катод предназначен в первую очередь для импульсных магнетронов, а также для мощных генераторных ламп.

Параметры основных типов термоэлектронных катодов приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Тип катода	Рабочая температура T °K	Удельная эмиссия I_{eq} или допустимая плотность катодного тока $I_{k \text{ макс}}$ а/см ²	Удельная мощность накала $P_{нq}$ вт/см ²	Эффективность H ма/вт
Вольфрам	2450—2650	0,3—0,7	70—84	2—10
Тантал	2200—2400	0,17—0,65	34—50	2,5—12,7

Тип катода	Рабочая температура T , К	Удельная эмиссия I_{eq} или допустимая плотность катодного тока $j_{k \text{ макс}}$, а/см ²	Удельная мощность накала $P_{нд}$, вт/см ²	Эффективность η , ма/вт
Торированный вольфрам . . .	1800—1900	0,3—0,8	11—18	35—50
Карбидированный торированный вольфрам . . .	1950—2000	0,7—1,5	14—22	50—70
Бариево-вольфрамовый катод . .	1200—1600	1—10 (> 50) ¹⁾	4—8	100—1000
Оксидный катод .	1000—1150	0,15—0,5 (3—50) ¹⁾	2,8—5,0	60—100
Ториево-оксидный катод	1700—1950	0,5—2 (2—20) ¹⁾	~25	20—80

¹⁾ В скобках указаны ориентировочные значения удельной эмиссии в импульсном режиме.

§ 3.3. Конструкции катодов

В современных электронных приборах применяются два типа конструкций катодов: катоды с непосредственным, или прямым накалом, в которых ток накала проходит непосредственно по проволоке, эмитирующей электроны, и катоды с косвенным накалом (подогревные катоды), в которых эмитирующая поверхность разогревается при помощи специального электрического подогревателя.

Форма катода прямого накала зависит от его размеров и от конструкции других электродов. В лампах небольшой мощности с цилиндрическими анодом и сеткой катод делают в виде прямолинейной нити и помещают вдоль оси указанных электродов; нить укрепляют (приваривают) концами к держателям, которые используются в то же время для подведения тока накала к нити. При большой длине нити ей придают форму перевёрнутой буквы «V», укрепляя верхнюю точку её на специальном держателе; обычно нить подвешивают на крючок спиральной пружинки (рис. 3.7а), которая служит, с одной стороны, для смягчения толчков, а с другой, натягивая всё время нить, не даёт ей прогнуться при удлинении вследствие нагрева.

При плоской конструкции анода обычной формой нити является V-образная в маленьких лампах и W-образная при длинных катодах в более мощных лампах (рис. 3.7б). В последнем случае иногда от катода наружу делают три вывода, что позволяет или использовать среднюю точку нити для подключения анодной цепи, или применить пониженное напряжение накала, включая половины нити параллельно.

В мощных усилительных и генераторных лампах с большим током эмиссии катоды должны иметь большую рабочую поверхность. Для этой цели катоды прямого накала делают спиральной формы, применяя простую или двойную (типа бифилярной) спирали (рис. 3.7*в* и *г*), или устраивают катод в виде нескольких, обычно параллельно включаемых петель, располагая их на общей ножке по окружности.

Конструкция держателей различна для разных ламп в зависимости от размеров и формы электродов и должна быть рассчи-

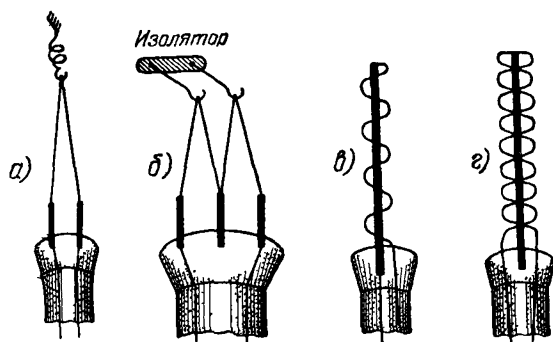


Рис. 3.7

тана не только на поддержание постоянства формы катода при механических сотрясениях и нагреве, но и на противодействие (компенсацию) механическим усилиям, возникающим между нитью и анодом, когда последний заряжен до большого положительного потенциала. Подобные механические усилия возникают и между отдельными участками нити, когда по этим участкам, расположенным рядом, протекают сильные токи разного направления (например, параллельные участки V-образной нити в мощных генераторных лампах), которые вызывают отталкивание этих участков и могут вызвать этим деформацию и разрыв нити. С этими силами, действующими на участках нити, приходится особенно считаться при включении накала катода, который в холодном состоянии имеет очень малое сопротивление (для вольфрама в $12 \div 14$ раз меньше рабочего) и в котором «пусковой» ток будет поэтому очень большим.

Для питания катода переменным током были созданы различные конструкции катода с «подогревом». При прямом накале катода переменным током всегда будет иметь место изменение температуры нити с частотой, равной удвоенной частоте питающего тока. Это изменение температуры проявляется тем слабее, чем больше масса нити, чем больше её тепловая инерция. Поэтому толстые нити (например, в мощных лампах), прогревающиеся и охлаждающиеся медленно, при накале переменным током имеют некоторую почти постоянную температуру и, следо-

вательно, эмиссию постоянной величины. В усилительных же лампах тонкая нить успевает периодически охлаждаться, что вызывает колебания анодного тока по низкой частоте и, конечно, создаёт в цепях приёмника мешающий приёму тон. Кроме того, при питании катода переменным током мешающий фон низкой частоты создаётся также под влиянием переменного магнитного поля тока накала и переменной разности потенциалов на концах катода. Эти влияния устраняются в катодах с косвенным подогревом.

Идея устройства подогревных катодов была предложена впервые в 1921 г. А. А. Чернышёвым. Эти катоды являются эквипотенциальными и имеют вследствие большой массы большую тепловую инерцию. Поэтому они вполне пригодны для питания их переменным током.

Очень распространёнными в наших лампах являются катоды косвенного накала с петлеобразными подогревателями (рис. 3.8а). Из алундового (Al_2O_3) порошка готовят суспензию, которой покрывают вольфрамовые проволоки, имеющие V-образную форму. После просушки эти проволоки вставляют (в качестве электрических грелок) в никелевую оболочку цилиндрического или плоского сечения, покрытую оксидным слоем. Большая стойкость при высоких температурах и возможность легко помещать не одну, а две и больше подогревных проволок позволяют эту конструкцию катода косвенного накала применять и в мощных лампах с большим током эмиссии.

Изготавливают также подогреватели в виде бифилярно намотанной спирали из вольфрамовой проволоки, покрытой алундом (рис. 3.8б); благодаря бифилярной намотке получается очень слабое магнитное поле тока накала.

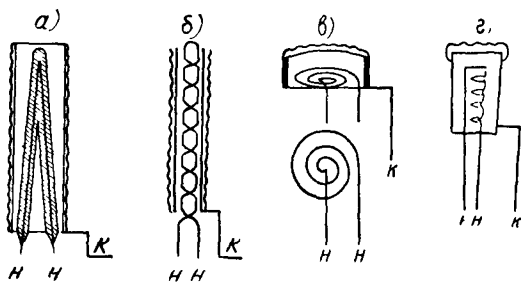


Рис. 3.8

Так как собственно катодом, испускающим электроны, в подогревных конструкциях является оксидный слой, электрически не связанный с цепью накала (подогрева), то для замыкания на катод цепей анода и сетки лампы (для получения общей точки схемы) от никелевого цилиндра, покрытого активным слоем, делается отдельный вывод.

Катоды косвенного накала изготовляют на напряжения накала от 2 до 30 в и широко используют в усилительных лампах радиоприёмников, рассчитанных на полное питание от сетей как переменного, так и постоянного тока. Так как при питании приёмника от сети постоянного тока понизить напряжение сети при помощи трансформаторов нельзя, то в этих приёмниках применяют последовательное включение подогревателей катодов усилительных ламп, чтобы суммарное напряжение накала равнялось бы напряжению сети (обычно $110 \div 120$ в). Здесь используется то обстоятельство, что цепь накала и анодная цепь в подогревных катодах косвенного накала электрически разделены.

Кроме описанных, применяются и иные конструкции катодов косвенного накала, изображённые на рис. 3.8. Рисунок 3.8в показывает устройство плоского катода косвенного накала с подогревателем в виде плоской спирали, применяющегося в металлокерамических лампах; на рис. 3.8г показан катод косвенного накала, удобный для получения узких электронных пучков, требующихся в электронно-лучевых приборах.

Эффективность оксидных катодов косвенного накала получается всегда меньше, чем у оксидных катодов прямого накала. Из-за больших непроизводительных потерь тепла с неиспользуемых для электронной эмиссии участков поверхности катода и подогревателя эффективность подогревных катодов не превышает $30 \div 35$ ма/вт.

Необходимая при питании катода переменным током большая тепловая инерция подогревных катодов требует некоторого времени на разогрев катода после включения тока накала, и, следовательно, ток эмиссии устанавливается не сразу. Отметим, что это свойственно не только подогревным, но и катодам с прямым накалом, если они обладают большой массой (т. е. имеют большой диаметр нити) и работают при низкой температуре нагрева. Но у катодов косвенного накала тепловая инерция проявляется значительно сильнее, чем у катодов прямого накала. На разогрев катодов косвенного накала в приёмно-усилительных лампах требуется $15 \div 20$ сек, а катодов прямого накала — $1 \div 2$ сек.

§ 3.4. Эксплуатация катодов

Источник электронов — накалённый катод — является наименее надёжной деталью электровакуумных приборов. В катодах косвенного накала имеется ещё одна относительно ненадёжная деталь — подогреватель, температура которого превышает температуру катода на $200 \div 300^\circ$, а в металлокерамических ториево-оксидных катодах — на $400 \div 700^\circ$. В этих условиях подогреватель может выйти из строя как по причине перегорания, так и вследствие ухудшения изолирующих свойств алунада, которым он покрыт.

При расчёте и проверке схем с электронными лампами надо убедиться, что напряжения на электродах каждой лампы и ток катода в рабочих условиях не будут превосходить предельно допустимые величины, что мощности, выделяющиеся на электродах ламп в рабочем режиме, не будут приводить к их перегреву и, следовательно, к выделению газов, могущих отравить катод.

При работе электровакуумных приборов в готовых схемах и установках основное эксплуатационное требование для катодов заключается в поддержании напряжения накала равным его номинальному значению. Тогда температура катода будет близка к нормальной рабочей. При отступлении от нормального режима накала возникают следующие нежелательные явления:

а) в случае повышения температуры против нормальной (перекал катода) — сокращение срока службы вследствие увеличения скорости испарения активирующих катод веществ¹⁾ и большей интенсивности процессов, приводящих к перегоранию нити накала (в катодах прямого накала) или к выходу из строя подогревателя (в катодах косвенного накала); в оксидных катодах в этом режиме, кроме того, быстрее формируется запорный слой;

б) в случае уменьшения температуры (недокал катода) — плохое использование и малая экономичность катода, ухудшение рабочих свойств ламп в схеме.

Для некоторых ламп с оксидными катодами наблюдается сокращение срока службы и в режиме недокала. Вызвано это тем, что в лампах, недостаточно обезгаженных, при повышенном газоотделении из электродов и сравнительно низкой температуре катода процессы его отравления преобладают над процессами активировки.

В реальных условиях эксплуатации имеющиеся источники питания обычно не обеспечивают строгого постоянства напряжения накала. Поэтому установлены определённые допуски на рабочее напряжение накала. Для большинства электронных ламп отклонение напряжения накала от номинального допускается до $\pm 10\%$. Заметим, что это напряжение должно измеряться на зажимах (штырьках) лампы, но не на зажимах источников питания, так как всегда существует некоторое падение напряжения в подводящих проводниках (обычно $0,1 \div 0,2$ в). При колебаниях напряжения накала в пределах $\pm 10\%$ обеспечивается сохранение необходимых величин рабочих параметров ламп и нормальная долговечность катода. В схемах же с особо долговечными лампами требования к поддержанию постоянства напряжения

¹⁾ Осаждение бария и других активирующих веществ на аноде и сетках приводит, помимо сокращения срока службы катода, к следующим неблагоприятным последствиям: изменяется контактная разность потенциалов между катодом и другими электродами, вследствие чего происходит изменение (сдвиг) характеристик ламп (см. §§ 7.1 и 9.5); кроме того, из-за уменьшения работы выхода при напылении активирующих веществ возрастает ток термоэлектронной эмиссии управляющей сетки (см. § 9.6).

накала более жёсткие: допускается отклонение напряжения накала от номинального не более $\pm (1 \div 2)\%$.

Контроль накала осуществляется с помощью вольтметра или амперметра.

Для ламп с чисто металлическими катодами контроль по вольтметру обеспечивает значительно больший срок службы. Это можно объяснить так. Вследствие испарения материала катода его диаметр постепенно уменьшается, поэтому для поддержания постоянства рабочей температуры в процессе эксплуатации катода следовало бы ток накала соответственно уменьшать. Если же, как это приходится делать на практике, поддерживать, пользуясь амперметром, постоянство тока накала, то это будет вызывать постепенно увеличивающийся перекал катода, достигающий, как показывают подсчёты, в конце срока службы катода 17%, и, следовательно, ведущий к значительному сокращению срока службы катода. Если же поддерживать режим постоянства напряжения накала ($U_n = \text{const}$), то в конце срока службы катод будет работать с небольшим (около 5%) недокалом, что, ухудшая несколько рабочие свойства лампы и экономичность катода, увеличивает долговечность катода. Как показывает более подробный разбор этого явления и как подтверждает опыт, режим $U_n = \text{const}$ обеспечивает продолжительность работы катода в $2,5 \div 3$ раза большую, чем режим $I_n = \text{const}$. Это обстоятельство имеет некоторое значение и для ламп с активированными катодами, так как перегорание катода (или выход из строя подогревателя в катодах косвенного накала) является одной из причин отказа в работе и этих ламп.

Поэтому контроль накала ведут обычно по вольтметру на зажимах катода и только в случае отсутствия вольтметров необходимой чувствительности (например, при малых напряжениях накала — $2 \div 3$ в при питании переменным током) используют для контроля накала амперметр

Включение накала ламп с мощными катодами следует производить постепенно для уменьшения «пусковых токов» накала. Для этой цели последовательно с катодом включают реостат, сопротивление которого регулируют так, что величина тока в цепи накала не может сделаться слишком большой. Этим же реостатом накала пользуются для того, чтобы погасить в нём излишек напряжения источника тока в тех случаях, когда оно больше напряжения, требуемого на зажимах катода, и для того, чтобы поддерживать постоянство режима накала работающего катода при возможных колебаниях напряжения источника тока. Для автоматической регулировки пускового тока применяются термисторы.

В § 3.1 мы уже отмечали, что при питании катода прямого накала постоянным током происходит неравномерный нагрев катода: анодный ток, проходя по катоду и накладываясь на ток накала, вызывает перегрев отрицательного конца катода,

в то время как его положительный конец несколько охлаждается.

Влияние анодного тока на неравномерность накала катода особенно сильно в мощных генераторных лампах, где величина рабочего анодного тока бывает соизмеримой с величиной тока накала. Поэтому, если приходится питать цепи накала таких ламп постоянным током, то рекомендуется периодически (через $5 \div 7$ дней) переключать концы катода, чтобы обеспечить равномерный износ обоих концов катода.

При питании катода переменным током вследствие того, что ток накала периодически изменяет своё направление, концы катода будут попеременно подогреваться и охлаждаться и средняя температура у концов получится одинаковой, несколько повышенной по сравнению с режимом без анодного тока. Поэтому для накала катодов мощных ламп, как правило, применяется переменный ток.

ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ОПТИКИ

§ 4.1. Движение электронов в однородном электрическом поле

Так как на основании закона сохранения энергии приращение кинетической энергии электрона, движущегося в электрическом поле, должно равняться работе, затраченной полем на перемещение электрона, то скорость движения электрона в электрическом поле зависит только от разности потенциалов U в начальной и конечной точках пути, пройденного электроном, и не зависит от формы пройденного пути:

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} U} \approx 600 \sqrt{U}, \quad \frac{\text{км}}{\text{сек}}. \quad (4.1)$$

Но во многих случаях технического использования электронного потока в электровакуумных приборах важно бывает знать и траектории, по которым движутся электроны в междueleктродном пространстве. Поэтому следует рассмотреть основные закономерности движения электронов в электрических, а также в магнитных полях.

Простейшим случаем является движение электрона в однородном электрическом поле в плоскости, параллельной силовым линиям поля. Расположив оси координат так, чтобы вектор начальной скорости электрона v_0 лежал в плоскости XOY (рис. 4.1.) имеем, как известно из курса физики, текущие координаты движущегося в этом поле электрона

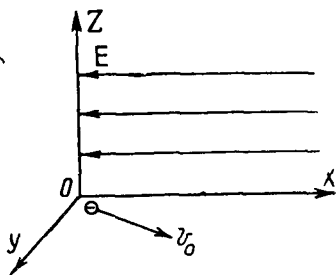


Рис. 4.1

$$x = \frac{eE}{2m} t^2 + v_{0x}t; \quad y = v_{0y}t.$$

Напомним следующие случаи, наиболее часто встречающиеся в электровакуумных приборах.

1) Начальная скорость электрона параллельна силовым линиям поля; тогда $v_{0x} = v_0$, а $v_{0y} = 0$ и уравнение движения электрона $x = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} t^2 + v_0 t$ показывает, что электрон двигает-

ся параллельно оси OX с ускорением, равным $\frac{eE}{m}$, равномерно-ускоренно или равномерно-замедленно в зависимости от знака (направления) v_0 . При совпадении направлений векторов v_0 и E электрон движется в тормозящем поле, равномерно уменьшая свою скорость. Пройдя за время $t = \frac{mv_0}{eE}$ расстояние

$|x| = \frac{mv_0^2}{2eE}$, электрон остановится и под действием поля начнёт двигаться равномерно-ускоренно в обратную сторону.

2) Вектор начальной скорости электрона перпендикулярен к силовым линиям поля, т. е. $v_{0x} = 0$ и $v_{0y} = v_0$. В этом случае

$$x = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} t^2 \text{ и } y = v_0 t.$$

Определяя из второго уравнения $t = \frac{y}{v_0}$ и подставляя это значение в первое уравнение, получим уравнение траектории электрона

$$x = \frac{1}{2} \frac{eE}{mv_0^2} y^2, \quad (4.2)$$

которое показывает, что электрон движется по параболе, отклоняясь под действием поля от своего начального прямолинейного пути в сторону положительных потенциалов поля.

В ряде случаев для определения электронных траекторий более простыми и удобными являются методы, даваемые геометрической электронной оптикой. Пусть электрон, движущийся в однородном электрическом поле, подходит к эквипотенциальной линии U_1 со скоростью v_1 , направленной под углом α_1 к нормали (рис. 4.2). Разложим скорость v_1 на две составляющие:

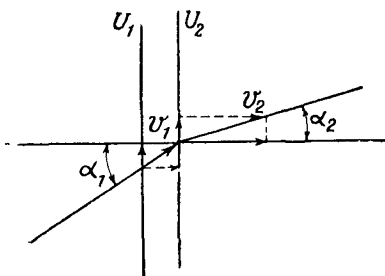


Рис. 4.2

одну, направленную вдоль эквипотенциальной линии, равную $v_1 \sin \alpha_1$, и другую, перпендикулярную к ней, равную $v_1 \cos \alpha_1$. При переходе электрона к следующей эквипотенциальной линии с потенциалом U_2 величина первой составляющей не изменяется, величина же нормальной составляющей изменится под действием разности потенциалов $U_2 - U_1$. Вследствие этого изменится по величине и направлению

полная скорость электрона, который, как это показано на рис. 4.2, будет теперь иметь скорость v_2 , составляющую угол α_2 с нормалью к эквипотенциальной линии U_2 . Из условия, что состав-

ляющая скорости, параллельная эквипотенциальным линиям, не изменяется по своей величине, следует

$$v_1 \sin \alpha_1 = v_2 \sin \alpha_2,$$

откуда

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{v_2}{v_1}.$$

Так как величины скоростей v_1 и v_2 определяются потенциалами U_1 и U_2 , согласно ф-ле (4.1), имеем

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}}. \quad (4.3)$$

Пользуясь этим выражением, можно вычислить угол α_2 , т. е. определить новое направление траектории электрона. При небольшой разности потенциалов $U_2 - U_1$ угол α_2 немного отличается от угла α_1 , и траекторию электрона можно представить как прямолинейную, меняющую своё направление (преломляющуюся) на угол $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ в середине участка между соседними эквипотенциальными линиями.

Траектория электрона преломляется подобно тому, как преломляется луч света, переходя из одной среды в другую, и ф-ла (4.3), выражающая закон преломления электронной траектории, аналогична известному из курса физики закону преломления света $\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{n_2}{n_1}$, с той только разницей, что отношение показателей преломления n_2 и n_1 заменяется отношением скоростей электрона.

Из полученных соотношений видно, что при движении электрона в ускоряющем поле ($U_2 > U_1$) угол преломления α_2 меньше угла падения α_1 , т. е. траектория электрона приближается к нормали. В тормозящем электрическом поле ($U_2 < U_1$) угол α_2 больше угла α_1 , и траектория электрона сильнее отклоняется от нормали.

Для того чтобы, пользуясь описанным законом преломления, найти траекторию электрона, следует при помощи эквипотенциальных линий представить электрическое поле, в котором перемещается электрон, в виде тонких двойных слоёв, в каждом из которых потенциал изменяется скачком, а в пространстве между слоями остаётся постоянным. Определяя последовательно изменение направления скорости электрона в этих слоях, нетрудно построить всю траекторию электрона. Очевидно, что чем больше взято слоёв, т. е. чем меньше разность потенциалов между соседними слоями, тем точнее определяется искомая траектория.

Если электрон перемещается в однородном отклоняющем электрическом поле и нужно определить только отклонение его траектории при выходе из поля от начального направления пу-

ти, то этот угол отклонения можно найти, не определяя всей траектории. Действительно, для каждого из слоёв, на которые мы разделяем поле, имеем

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}}, \quad \frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_3} = \sqrt{\frac{U_3}{U_2}} \dots$$

$$\dots \frac{\sin \alpha_{n-1}}{\sin \alpha_n} = \sqrt{\frac{U_n}{U_{n-1}}},$$

откуда получаем

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_n} = \sqrt{\frac{U_n}{U_1}}, \quad (4.4)$$

т. е. угол отклонения α_1 — α_n зависит только от отношения потенциалов точек, в которых электрон входит в отклоняющее поле и выходит из него.

§ 4.2. Траектории электронов в неоднородных электрических полях

В электровакуумных приборах очень часто приходится иметь дело с неоднородными полями, в которых напряжённость поля изменяется и по величине и по направлению при переходе от одной точки поля к другой. В таких полях электроны двигаются по сложным, весьма разнообразным траекториям, форма которых зависит от конфигурации поля. От того, по каким траекториям двигаются электроны, зависит распределение электронов и величина тока в цепях различных электродов лампы, а следовательно, и свойства лампы в целом. Усовершенствование существующих типов ламп или разработка новых конструкций также требует знания характера движения электронов, чтобы путём создания соответствующих электронных траекторий добиться наиболее рационального решения поставленных задач.

Изучение траекторий электронов в неоднородных полях является, вообще говоря, нелёгкой задачей. Аналитическое определение этих траекторий очень часто бывает невозможным, так как для огромного большинства применяемых в наших приборах полей весьма сложной формы трудно найти аналитическое выражение потенциальной функции $u=f(x, y, z)$. Только в отдельных случаях при допущении ряда упрощений можно аналитически рассчитать траекторию электрона или отдельные элементы её. В большинстве же случаев для определения траекторий электронов в готовых или проектируемых приборах обращаются к числовым расчётам или моделированию.

Очень наглядным является изучение траекторий электронов при помощи механической (гравитационной) модели поля (рис. 4.3).

Основной частью гравитационной модели является тонкий лист эластичной резины, равномерно растянутый на рамке.

размещённой в горизонтальной плоскости (резиновая мембрана). Если при помощи специальных подпорок, имеющих форму сечений электродов исследуемого прибора, сместить в вертикальной плоскости отдельные участки мембраны на величину, соответствующую потенциалам электродов (причём, положительным потенциалам соответствует смещение вниз, а отрицательным — вверх), то, как показывает математический анализ, форма поверхности деформированной мембраны будет приблизительно изображать рельеф распределения потенциала в междуэлектродном пространстве лампы, т. е. высота смещения отдельных точек мембраны относительно исходного горизонтального положения будет пропорциональна потенциалам соответствующих точек поля в исследуемом приборе. Пути электронов на такой модели приблизительно воспроизводятся при помощи небольших металлических шариков, катящихся по поверхности деформированной мембраны, траектория которых достаточно точно совпадает с траекторией электрона в исследуемом приборе¹⁾.

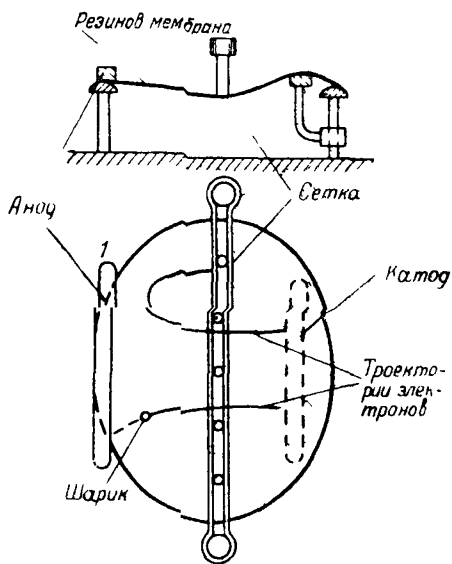


Рис. 4.3

Гравитационная модель широко применяется на практике, так как позволяет удобно и быстро определять характер движения электронов в сложных полях и подбирать необходимую конфигурацию электродов.

Весьма распространённым является графо-аналитический метод построения электронных траекторий.

Для построения траекторий по этому методу необходимо иметь картину электрического поля, в котором перемещаются электроны. Получить картину поля между электродами исследуемого прибора при заданных на них потенциалах можно или расчётным путём, или экспериментально. Расчётные методы требуют, как правило, большой вычислительной работы и могут быть успешно применены для вычисления полей сравнительно несложных систем. Более удобным и более быстро

¹⁾ Стретт М. И. О. «Современные многосеточные электронные лампы», т. II. Оборонгиз, 1940 г.

дающими конечные результаты являются экспериментальные методы определения распределения потенциала в междуэлектродном пространстве сложных систем, применяемых в современных электровакуумных приборах. Из различных предложенных для этой цели способов наибольшее применение получил метод электролитической ванны¹⁾.

Исследуя в электролитической ванне поле увеличенной модели заряженных электродов, мы получаем ряд эквипотенциальных линий, определяющих характер поля в интересующем нас сечении исследуемой системы электродов. На рис. 4.4 при-

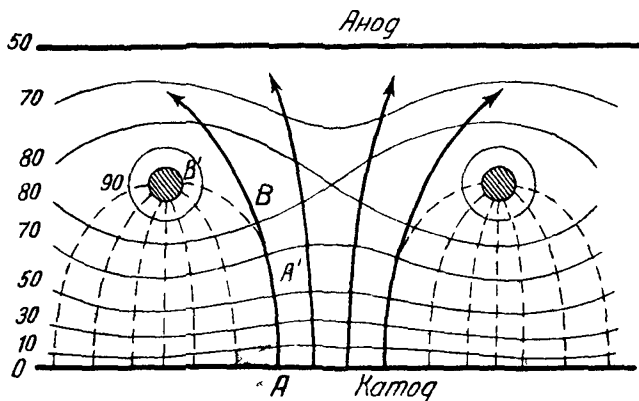


Рис. 4.4

ведена полученная этим методом картина электрического поля в диаметральной сечении триода с цилиндрическим анодом и спиральной сеткой. Сплошными кривыми показаны экспериментально снятые эквипотенциальные линии, потенциалы которых указаны в вольтах; пунктиром проведены силовые линии поля.

Для построения траектории электрона, находящегося в какой-либо точке поля, надо знать величину и направление скорости электрона и величины потенциалов эквипотенциальных линий поля, пересекаемых электроном при его движении.

На тех участках поля, где соседние эквипотенциальные линии идут параллельно друг другу или их можно приближённо считать параллельными (например, участок AA' на поле рис. 4.4), траектория электрона строится по правилам, изложенным в предыдущем параграфе для случая движения электрона в однородном электрическом поле. Если эквипотенциальные линии далеки от параллельности, то траектория электрона сильно искривлена (участок BB' на рис. 4.4) и вышеописан-

¹⁾ В. С. Лукошков. «Моделирование источников поля в электролитической ванне при решении задач математической физики». «Электроника» №№ 7, 8, 1958 г. (Научно-технический сборник НИИ ГКРЭ).

ный метод для определения траектории даёт неверные результаты. В этом случае траекторию следует строить из небольших участков дуг окружностей, радиусы которых определяются из следующих соображений.

Если электрон движется со скоростью v по траектории с радиусом кривизны r , то возникающая при этом движении центростремительная сила $\frac{mv^2}{r}$ равна силе, создаваемой полем, величина которой есть eE_n , где E_n — составляющая напряжённости поля, перпендикулярная к траектории электрона. Следовательно, мы имеем $\frac{mv^2}{r} = eE_n$, откуда

$$r = \frac{mv^2}{eE_n} = \frac{m}{eE_n} 2 \frac{e}{m} U = \frac{2U}{E_n}, \quad (4.5)$$

где U — потенциал точки, в которой находится электрон.

Зная радиус кривизны r , можно при помощи циркуля построить небольшой участок траектории, в конце которого надо вычислять новое значение r для следующего участка. Обратим внимание на следующую, вытекающую из рассмотренных положений, особенность движения электрона в неоднородном электрическом поле. Если в однородном поле электроны, не имевшие начальной скорости ($v_0 = 0$), двигаются по силовым линиям поля, то в неоднородных электрических полях, получающихся на практике в электровакуумных приборах, траектории таких электронов, как правило, не совпадают с направлением силовых линий. Обычно это несовпадение получается в тех случаях, когда электрон, пройдя на одном участке поля большую разность потенциалов и получив большую скорость в определённом направлении, попадает в другой участок поля с малой напряжённостью, имеющей резко отличное от прежнего направление.

Электрон, выходящий из катода в точке A с ничтожно малой скоростью ($v_0 \approx 0$), двигается от катода по силовым линиям поля; на участке AB градиент поля сравнительно велик и электрон, подходя к точке B , имеет уже значительную скорость v . За точкой B напряжённость поля, изменяя своё направление, резко уменьшается (это видно из значений потенциалов в разных точках поля), и силовая линия поля в этом участке резко искривляется. Если бы мы поместили в точку B электрон, не имеющий скорости, то он под действием силы поля начал бы двигаться по силовой линии. Электрон же, прилетевший в точку B с большой скоростью v , направленной вверх к аноду, под действием силы поля в этой точке лишь немного искривит свою траекторию, поскольку, как было указано выше, радиус кривизны траектории, равный $r = \frac{2U}{E_n}$, в этом случае большой. Электрон, как бы «по инерции», пролетает мимо витков сетки и дви-

гается по несколько искривлённой траектории к аноду. Рисунок 4.4, на котором, кроме разобранной траектории, начерчены ещё траектории нескольких электронов, ясно показывает, что это искривление траектории тем больше, чем ближе к витку сетки проходит путь электрона.

§ 4.3. Движение электронов в магнитном поле

Если электрон движется со скоростью v в магнитном поле, индукция которого равна B , то, как известно из курса физики, сила, испытываемая электроном со стороны магнитного поля, равна

$$F = evB \sin(Bv) \quad (4.6)$$

и всегда направлена перпендикулярно к направлению скорости v и к направлению магнитного поля. Следовательно, в отличие от электрического поля магнитное поле воздействует на электрон только в том случае, когда траектория электрона, перемещающегося в магнитном поле, пересекает силовые линии поля [$\sin(Bv) \neq 0$]. Электрон, не пересекающий силовых линий магнитного поля, не испытывает никакого действия со стороны поля.

Рассмотрим следующие частные случаи:

1. Электрон движется перпендикулярно к силовым линиям однородного магнитного поля, т. е. $v \perp B$.

Расположим оси координат так, как показано на рис 4.5а.

Сила, действующая на электрон, равна $F = evB$; сообщаемое этой силой ускорение, равное $\frac{evB}{m}$, перпендикулярно скорости

v , и, следовательно, под действием этого нормального (центростремительного) ускорения траектория электрона из прямолинейной превращается в криволинейную; величина скорости электрона v при этом остаётся постоянной. В однородном магнитном поле $B = \text{const}$, сила $F = evB$ и создаваемое ею ускорение $\frac{evB}{m}$ по величине постоянны, так как при криволинейном дви-

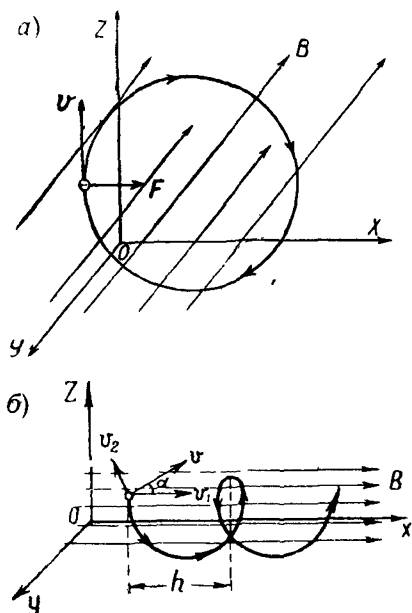


Рис 4 5

жении центростремительное ускорение равно $\frac{v^2}{r}$, где r — радиус кривизны траектории, то

$$\frac{evB}{m} = \frac{v^2}{r},$$

откуда

$$r = \frac{mv}{eB} = \text{const.} \quad (4.7)$$

Электрон движется вокруг силовых линий поля по окружности, лежащей в плоскости, перпендикулярной к силовым линиям поля.

Время, за которое электрон проходит полную окружность (период обращения), равно

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{eB}.$$

Угловая частота обращения электрона по окружности

$$\omega_u = \frac{2\pi}{T} = \frac{e}{m} B. \quad (4.8)$$

Отсюда видно, что период обращения и угловая частота обращения электрона по окружности, описываемой в магнитном поле, не зависят от того, с какой скоростью влетает электрон в магнитное поле, а определяются исключительно величиной индукции магнитного поля B .

Угловая частота ω_u носит название *циклотронной частоты*.

2. Электрон движется в однородном магнитном поле так, что скорость его v направлена под некоторым углом α к силовым линиям поля, причём $0 < \alpha < 90^\circ$.

Скорость электрона v можно разложить на две составляющие: одну — параллельную полю, вторую — перпендикулярную к первой. Под действием первой составляющей, равной $v_1 = v \cos \alpha$, электрон равномерно движется вдоль магнитных силовых линий; вторая составляющая $v_2 = v \sin \alpha$ обуславливает взаимодействие электрона с магнитным полем, вызывающее круговое движение электрона вокруг магнитных линий. В результате электрон движется по винтовой линии (спирали), охватывающей своими витками часть магнитных силовых линий. Легко вычислить, что радиус спирали равен

$$r = \frac{mv \sin \alpha}{eB}$$

и шаг спирали, т. е. расстояние от витка до витка, равен

$$h = \frac{2\pi mv \cos \alpha}{eB} \quad (\text{рис. 4.5б})$$

§ 4.4. Движение электронов при одновременном воздействии взаимно-перпендикулярных электрического и магнитного полей

Рассмотрим движение электрона при одновременном воздействии на него электрического и магнитного статических полей.

В общем случае уравнения движения электрона следующие.

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= -\frac{e}{m} E_x + \frac{e}{m} (v_y B_z - v_z B_y) \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -\frac{e}{m} E_y + \frac{e}{m} (v_z B_x - v_x B_z) \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= -\frac{e}{m} E_z + \frac{e}{m} (v_x B_y - v_y B_x) \end{aligned} \right\} \quad (4.9)$$

Мы ограничимся рассмотрением случая однородных полей, направленных взаимно-перпендикулярно.

Пусть поля направлены так, что $E_x = E_y = 0$, $E_z = -E$ и $B_x = B_z = 0$, $B_y = -B$ (рис. 4.6).

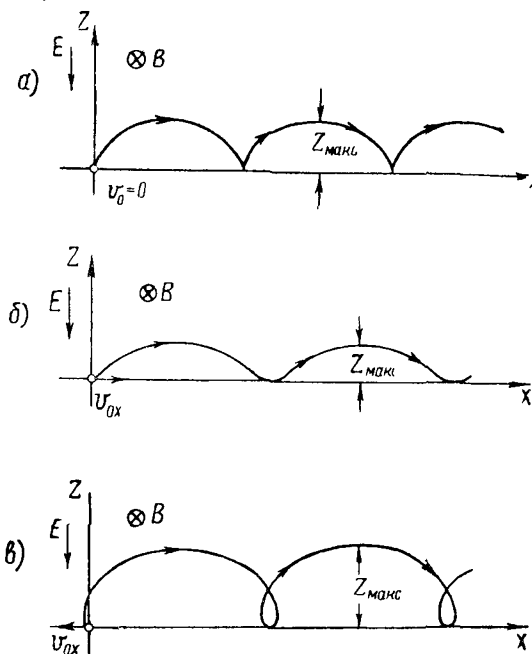


Рис 4.6

Предположим, что начальная скорость v_0 , которую имеет электрон, влетая в область действия полей E и B , направлена вдоль оси x :

$$v_{0y} = v_{0z} = 0.$$

В этом случае движение в направлении оси y осуществляться не будет и уравнения движения (4.9) примут вид:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \omega_u v_z; \quad \frac{d^2z}{dt^2} = \frac{e}{m} E - \omega_u v_x, \quad (4.10)$$

где $\omega_u = \frac{e}{m} B$ — циклотронная частота.

Для случая, когда электрон при $t=0$ находится в начале координат ($x_0=y_0=z_0=0$), решение ур-ний (4.10) имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} x &= ut - \frac{u - v_{0x}}{\omega_u} \sin \omega_u t \\ z &= \frac{u - v_{0x}}{\omega_u} (1 - \cos \omega_u t) \end{aligned} \right\} \quad (4.11)$$

Здесь

$$u = \frac{E}{B}.$$

Как видно из ур-ний (4.11), в данном случае электрон движется в плоскости xz по трохоидальной траектории. Вид трохоиды зависит от величины начальной скорости электрона v_{0x} и от её направления.

Если начальная скорость электрона равна нулю, то траектория электрона является циклоидой (рис. 4.6а). Электрон движется в направлении оси x со средней поступательной скоростью $v = \frac{E}{B}$ и одновременно колеблется вдоль оси z с угловой частотой $\omega_z = \frac{e}{m} B$. Размах колебания вдоль оси z (наибольший подъём электрона).

$$Z_{\max} = 2 \frac{u}{\omega_u} = 2 \frac{m}{e} \frac{E}{B^2}. \quad (4.12)$$

Если начальная скорость электрона не равна нулю и совпадает по направлению с поступательной скоростью u , то траектория электрона является растянутой трохоидой (рис. 4.6б). Частота колебаний электрона вдоль оси z и средняя поступательная скорость u остаются прежними, но уменьшается максимальная высота подъёма

$$Z_{\max} = 2 \frac{u - v_{0x}}{\omega_u}. \quad (4.13)$$

Если начальная скорость электрона не равна нулю и противоположна по направлению поступательной скорости u , то траектория электрона является сжатой трохоидой (рис. 4.6в) и максимальная высота подъёма становится больше

$$Z_{\max} = 2 \frac{u + v_{0x}}{\omega_u}. \quad (4.14)$$

Заметим, что в рассматриваемом случае направление поступательного движения электрона совпадает не с направлением вектора E (как это имеет место при движении его в однородном чисто электрическом поле), а с направлением эквипотенциали электрического поля. Исследования показывают, что такой же характер поступательного движения остаётся и в случае слабо неоднородного электрического поля, если только это поле можно приближённо считать однородным на расстояниях порядка $r = \frac{u - v_0 x}{\omega_d}$. При сильно неоднородных полях направление поступательного движения отклоняется от эквипотенциали.

§ 4.5. Простейшие электронно-оптические системы

Типы электронно-оптических систем

Системы, в которых с помощью электрических и магнитных полей, обеспечивается требуемый характер движения электронов в электровакуумном приборе, называются электронно-оптическими системами. Эти системы по своему действию на электронные траектории могут быть отражающими, преломляющими (отклоняющими), собирательными и рассеивающими. Отражающей является система электродов с тормозящим электрическим полем; в качестве преломляющих систем может быть использовано поперечное электрическое поле, созданное, например, между пластинами плоского конденсатора, или поперечное однородное магнитное поле. Весьма большое значение в технике электровакуумных приборов имеют собирательные электронно-оптические системы, дающие возможность получать узкие электронные пучки. Их часто называют электронно-оптическими линзами.

Рассмотрим устройство и основные свойства некоторых наиболее простых электронно-оптических линз.

Электростатические линзы

Слабым собирательным действием обладает ускоряющее однородное поле, созданное, например, между плоскими катодом и анодом (рис. 4.7). Электроны, выходящие из какой-нибудь точки катода по всем направлениям со скоростью v_0 , искривляются под действием поля свои траектории так, что конусообразным пучком приходят на анод, имеющий потенциал U_a . Угол раскрытия пучка равен 2α , где α определяется по закону преломления для электронов, вылетающих с катода под углом $\frac{\pi}{2}$ к направлению поля.

Из соотношения

$$\frac{\sin \frac{\pi}{2}}{\sin \alpha} = \sqrt{\frac{U_0 + U_a}{U_0}},$$

где

$$U_0 = \frac{mv_0^2}{2},$$

находим для условия $U_0 \ll U_a$

$$\alpha \approx \sqrt{\frac{U_0}{U_a}}. \quad (4.15)$$

Из ф-лы (4.15) видно, что угол, в пределах которого электроны падают на поверхность анода, зависит от анодного напряжения и не зависит от расстояния между электродами, и, чтобы его сделать меньше, надо значительно повышать анодное напряжение. Размер же участка поверхности анода, на который падают электроны пучка, зависит очевидно как от U_a , так и от расстояния между электродами. При напряжениях U_a порядка $10^3 \div 10^4$ в и небольшом расстоянии от катода до анода ($1 \div 2$ см) этот покрываемый электронами участок (электронно-оптическое изображение точки катода, испускающей электроны) можно сделать относительно малых размеров ($0,2 \div 0,4$ мм).

Значительное усиление собирающего действия поля получается в том случае, если на пути электронов от катода к аноду поставить диафрагму в виде, например, пластинки с круглым отверстием и сообщить этой диафрагме потенциал, отрицатель-

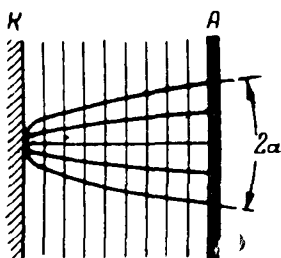


Рис. 4.7

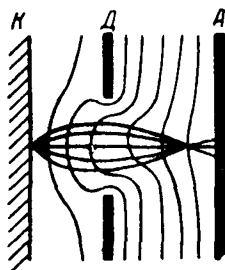


Рис. 4.8

ный по отношению к потенциалу окружающих точек пространства. Получающееся в этом случае электрическое поле показано на рис. 4.8. Эквипотенциальные поверхности, бывшие ранее параллельными плоскости катода, теперь изгибаются и проникают со стороны анода через отверстие диафрагм, будучи обращены к катоду своей выпуклой стороной. Выходящие из катода электроны пересекают эквипотенциальные линии с постепенно

возрастающим положительным потенциалом. Так как при этих условиях угол преломления меньше угла падения (§ 4.1), то электронные траектории, преломляясь, сходятся в одной точке, лежащей правее плоскости диафрагмы в пространстве между диафрагмой и анодом, т. е. диафрагма действует как собирательная линза.

Если диафрагме задать потенциал более положительный, чем потенциал окружающих точек, то картина поля изменяется:

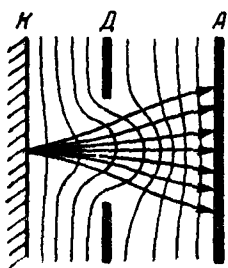


Рис. 4.9

эквипотенциальные линии, которые вблизи катода параллельны ему, около плоскости диафрагмы искривляются и проникают через отверстие диафрагмы в сторону анода так, что к катоду обращены своей вогнутой стороной (рис. 4.9). В этом случае траектории электронов,двигающихся от катода к аноду сквозь отверстие диафрагмы, будут расходящимися и диафрагма действует как рассеивающая линза.

Ограничиваясь рассмотрением траекторий параксиальных (проходящих на небольшом расстоянии от оси системы) электронов, можно определить для описанной линзы её главное фокусное расстояние, т. е. расстояние от диафрагмы до точки, в которой сходятся все электроны, подходящие к отверстию диафрагмы параллельным пучком. В общем случае, когда с обеих сторон диафрагмы напряжённость электрического поля не равна нулю, фокусное расстояние приближённо равняется

$$F = \frac{4U}{E_a - E_k}, \quad (4.16)$$

где через U обозначен ускоряющий потенциал диафрагмы, E_k — напряжённость поля около диафрагмы со стороны катода и E_a — напряжённость поля в пространстве диафрагма—анод.

Если в диафрагме сделать отверстие не круглое, а в виде щели, то получится цилиндрическая линза. Вследствие большего проникновения поля сквозь щель по сравнению с круглым отверстием преломляющая сила цилиндрической линзы будет больше и фокусное расстояние её равно

$$F = \frac{2U}{E_a - E_k}. \quad (4.17)$$

Таковыми цилиндрическими линзами являются отверстия между витками сеток в электронных лампах. При положительно заряженном аноде и отрицательном или небольшом положительном напряжении на сетке междувитковые пространства будут собирательными линзами с фокусным расстоянием, зависящим от величины напряжений сетки и анода. Вследствие преломления своих траекторий при проходе через эти линзы электроны

будут двигаться в пространстве сетка — анод сходящимися пучками. При большом положительном напряжении на сетке эти линзы делаются рассеивающими. Форма электронных траекторий, получающихся в этих случаях, показана на рис. 4.10. На рис. 4.10а показаны фотоснимки электронных траекторий, снятые на гравитационной модели (с резиновой мембраной) трёх-

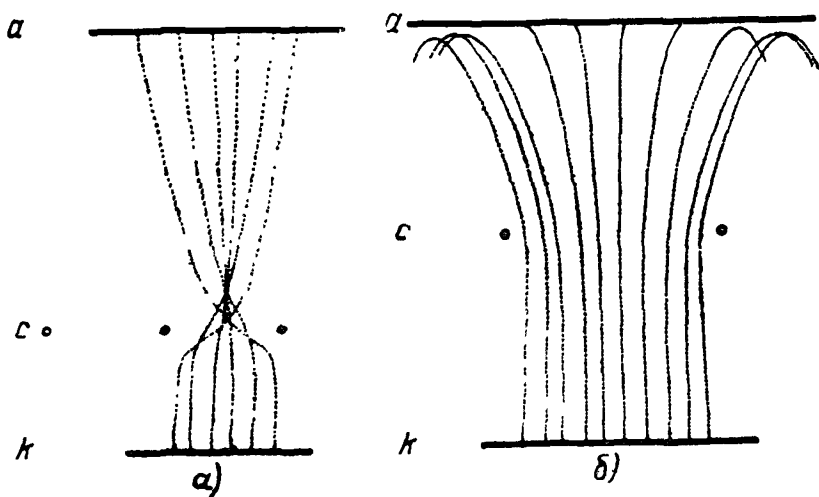


Рис. 4.10

электродной лампы, в которой сетка заряжена отрицательно; на рис. 4.10б показаны траектории для случая положительно заряженной сетки.

Рассмотренные нами диафрагмы представляют собой простейшие электростатические линзы, имеющие ту особенность, что к ним обязательно, хотя бы с одной стороны, должно примыкать внешнее электростатическое поле, которое (по аналогии с оптикой) является средой с непрерывно изменяющимся коэффициентом преломления. В силу этого такие простейшие линзы встречаются в электровакуумных приборах или применяются в электронно-оптических устройствах только как часть более сложных систем и не могут быть использованы в качестве самостоятельных линз, подобных обычным стеклянным линзам в оптике.

Большой практический интерес для фокусировки электронного пучка в электронно-лучевых приборах имеют собирательные электронно-оптические системы с ускоряющим полем, которое создаётся за счёт разности потенциалов на диафрагмах, составляющих систему. Детали устройства и возможные рабочие режимы таких электронно-оптических систем мы рассмотрим в гл. 18.

Магнитные линзы

Для получения концентрированных электронных пучков может быть использовано однородное магнитное поле. Собирающее действие такого поля обусловлено тем, что электроны, скорость которых составляет некоторый угол с направлением поля, движутся по спиральным траекториям вдоль силовых линий поля.

Рассмотрим это более подробно. Допустим, что выходящие с некоторой точки катода электроны движутся к ускоряющему

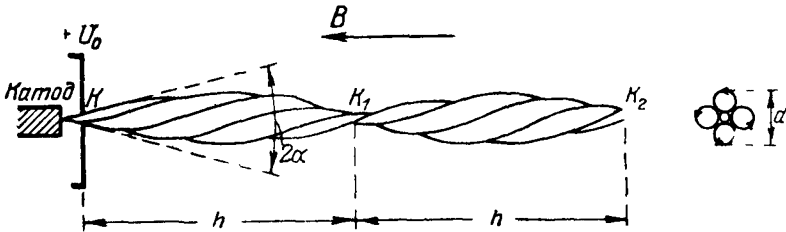


Рис. 4.11

электроду с положительным напряжением U_0 . Проходя со скоростью v_0 через диафрагму K , имеющуюся в ускоряющем электроде, пучок электронов с углом раскрытия 2α (рис. 4.11) входит в однородное магнитное поле с индукцией B , причём ось пучка параллельна направлению поля.

Электроны, направленные по оси пучка, движутся прямолинейно; электроны, идущие под углом α к оси, движутся по винтовым линиям, расположенным на поверхностях цилиндров, для которых ось пучка является общей образующей (см. правую часть рис. 4.11).

Согласно изложенному в § 4.3, радиус этих спиральных траекторий зависит от угла, под которым электрон входит в поле, $r = \frac{mv_0}{eB} \sin \tau$. Время прохождения электроном одного витка

спирали (время одного оборота) равно $\tau = \frac{2\pi m}{eB}$, т. е. не зависит

от угла α и скорости электрона и, определяясь только индукцией магнитного поля, для всех электронов одинаково. Шаг винтовых траекторий, или расстояние, проходимое электронами в осевом направлении за время одного оборота, равняется $h = \frac{2\pi m}{eB} v \cdot \cos \alpha$. Для пучков с малым углом раскрытия можно

принять $\cos \alpha \approx 1$, тогда $h = \frac{2\pi m}{eB} v_0$ будет одинаковым для всех электронов.

Следовательно, все электроны пучка, выходящего из диафрагмы K , двигаясь по различным траекториям, по прошествии времени τ соберутся, как в фокусе, в сечении K_1 , которое явится прямым неувеличенным изображением диафрагмы K . Между этими точками пучок имеет веретенообразную форму с наибольшим диаметром d на расстоянии $h/2$ от диафрагмы K ; за сечением K_1 картина пучка повторяется, т. е. электроны опять сойдутся в сечении K_2 и т. д.

Практически осуществить такой способ фокусировки электронного пучка оказывается не всегда удобным из-за необходимости применять очень длинные катушки для получения однородного поля. Поэтому в электронно-оптических системах чаще применяют так называемые «короткие» магнитные линзы в виде небольших по длине катушек. Неоднородное, но аксиально-симметричное магнитное поле короткой катушки также обладает собирательным действием, как это показано на рис. 4.12.

Рассматривая движение параксиальных электронов, можно приближённо считать, что все электроны пучка имеют одинаковую скорость v_0 , направленную параллельно оси системы. Индукция магнитного поля B вследствие неоднородности поля имеет как осевую составляющую B_x , так и радиально направленную составляющую B_r . Взаимодействие летящих электронов

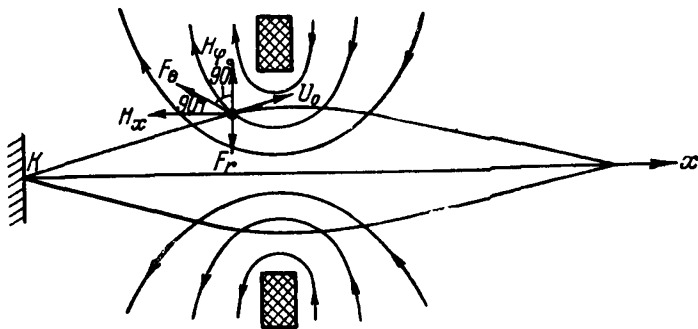


Рис 4 12

с радиальной составляющей магнитного поля создает силу $F_\theta = ev_0 B_r$, перпендикулярную к v_0 и к B_r . Под действием этой силы все электроны получают боковое ускорение, так что весь пучок, проходя внутри катушки, повернется на некоторый угол θ вокруг своей оси. Составляющая скорости электрона в боковом (т. е. по окружности) направлении, как даёт подсчёт, приближённо равна $v_\theta = \frac{er}{2m} B_x$, где r — расстояние электрона от оси пучка.

Вследствие бокового перемещения электрон взаимодействует с горизонтальной составляющей магнитного поля B_x и сила этого взаимодействия $F_r = \frac{e^2 r}{2m} B_x^2$ направлена, как легко убедиться при помощи известных из электротехники правил, к оси пучка, вследствие чего электроны искривляют свои траектории и, вылетая из поля катушки, двигаются сходящимся пучком. Благодаря аксиальной симметрии поля и пучка точка пересечения траекторий находится на оси и является фокусом магнитной линзы. Главное фокусное расстояние короткой магнитной линзы определяется формулой

$$\frac{1}{F} = \frac{e^2}{4m^2 v_0^2} \int_{-\infty}^{+\infty} B_x^2 dx. \quad (4.18)$$

Угол поворота электронного пучка и, следовательно, получаемого в фокусе линзы изображения источника электронов равен

$$\Theta = \frac{e}{2mv_0} \int_{-\infty}^{+\infty} B_x dx. \quad (4.19)$$

Для подсчётов по этим формулам надо знать, как изменяется напряжённость поля по оси линзы, т. е. знать функцию $B=f(x)$, которая или вычисляется, или определяется экспериментально для заданной катушки (или её увеличенной модели) при помощи флюксметра.

Все рассмотренные в настоящем параграфе электростатические и магнитные собирательные линзы являются системами с продольным полем; следует отметить, что и системы с поперечным полем обладают некоторым собирательным действием: траектории электронов, вылетающих узким пучком и двигающихся в тормозящем однородном электрическом поле по параболам или в отклоняющем однородном магнитном поле по окружностям, сходятся почти в одной точке с той же точностью, с какой может их собрать линза.

ТОКОПРОХОЖДЕНИЕ В ВАКУУМЕ

§ 5.1. Наведённый ток

Изучая явление электронной эмиссии, мы весьма просто представляли себе механизм прохождения электрического тока в анодной цепи электровакуумного прибора: электроны, испускаемые катодом диода, летят под действием ускоряющего поля к аноду и, достигая анода, образуют в вакууме между катодом и анодом мостик, замыкающий анодную цепь. При таком представлении очевидно величина тока в анодной цепи всегда определяется числом электронов, попадающих на анод, и количество электрических зарядов, протекающих через поперечное сечение любого из проводников анодной цепи, должно в любой момент времени равняться числу зарядов, пролетающих через сечение электронного потока внутри лампы.

Но более строгий анализ показывает, что указанное представление о токопрохождении в вакууме неполно и не может объяснить всех процессов, которые происходят в электровакуумных приборах.

В силу явления электростатической индукции, электроны, вылетающие из катода, наводят положительные заряды и на катоде и на аноде диода. Сумма этих зарядов равна по абсолютной величине заряду рассматриваемого количества электронов. При этом в начале движения электронов от катода наведённый заряд на катоде будет большой (электроны находятся близко от катода), а на аноде — малый. По мере движения электронов к аноду наведённый положительный заряд на аноде увеличивается, на катоде — уменьшается, т. е. происходит «перераспределение» зарядов, сопровождающееся возникновением в анодной цепи электрического тока.

Этот анодный ток связан с процессом движения электронов в вакуумном пространстве и возникновение его, как мы видим, совсем не определяется тем — достигают ли анода электроны или нет.

Подсчитаем величину тока во внешней анодной цепи диода с плоскими электродами (рис. 5.1). Представим себе, что между плоскими электродами на расстоянии x от катода находится распределённый на плоскости, параллельной электродам, слой

электронов с общим зарядом $-q$, причём катод K и анод A диода соединены друг с другом внешним проводником и заземлены. В силу электростатической индукции на катоде и аноде будут наводиться положительные электрические заряды, величина которых зависит от относительного расположения этих электродов в поле заряда $-q$ и подчиняется общему условию электростатической индукции, по которому сумма зарядов заземлённой системы равна нулю, т. е.

$$-q + q_k + q_a = 0, \quad (5.1)$$

где q_a и q_k — заряды, наведённые на аноде и катоде.

При движении заряда $-q$ от катода к аноду наводимые заряды q_a и q_k будут изменяться. Для того чтобы найти закон изменения зарядов q_k и q_a от расстояния x , определим напряжённости поля E_k в области между катодом K и слоем электронов и E_a в области между анодом A и слоем электронов. Выражая напря-

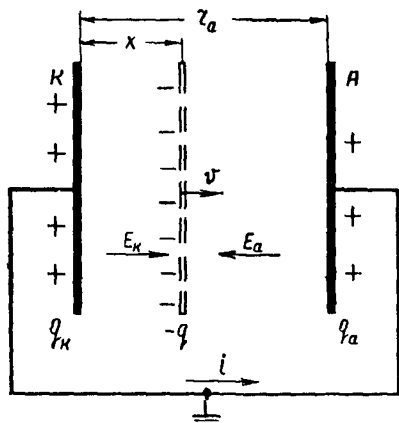


Рис. 5.1

жённость поля через плотность поверхностных зарядов на электродах, будем иметь

$$E_k = -\frac{\sigma_k}{\epsilon_0} = -\frac{q_k}{\epsilon_0 Q_a} \quad \text{и} \quad E_a = \frac{\sigma_a}{\epsilon_0} = \frac{q_a}{\epsilon_0 Q_a}, \quad (5.2)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, Q_a — площадь поверхности анода или катода.

Разные знаки для E_k и E_a в (5.2) взяты потому, что эти напряжённости поля, как это показано на рис. 5.1, имеют противоположные направления. Работа перемещения пробного единичного заряда $q_0 = +1$ с катода на анод равна нулю, так как разность потенциалов между катодом и анодом равна нулю. Выражая работу перемещения пробного заряда q_0 как произведение силы на путь и учитывая, что напряжённости E_k и E_a имеют противоположные направления, получим

$$-q_0 E_k x + q_0 E_a (r_a - x) = \frac{q_0}{\epsilon_0 Q_a} [-q_k x + q_a (r_a - x)] = 0. \quad (5.3)$$

Отсюда следует, что

$$\frac{q_a}{q_k} = \frac{x}{r_a - x}. \quad (5.4)$$

Решая ур-ния (5.1) и (5.4) относительно q_k и q_a , найдём, что

$$q_a = q \frac{x}{r_a} \text{ и } q_k = q \frac{r_a - x}{r_a}. \quad (5.5)$$

Вследствие изменения зарядов q_k и q_a во внешней цепи возникает уравнивающий ток. Так как положительный заряд q_a (на аноде) увеличивается, а заряд q_k (на катоде) уменьшается, то этот уравнивающий ток надо считать направленным во внешней цепи от катода к аноду и равным

$$i = \frac{dq_a}{dt} = - \frac{dq_k}{dt} = \frac{q}{r_a} \frac{dx}{dt},$$

но $\frac{dx}{dt} = v$ есть скорость движения слоя электронов, поэтому выражение для тока примет вид

$$i = q \frac{v}{r_a}. \quad (5.6)$$

Этот ток i во внешней цепи, обусловленный движением зарядов в междуэлектродном пространстве, носит название *наведённого тока*.

Необходимо отметить, что движение слоя электронов в междуэлектродном пространстве сопровождается не только изменением зарядов q_k и q_a , но и изменением напряжённости поля E_k и E_a . Это станет очевидным, если (5.5) подставить в (5.2)

$$E_k = - \frac{q}{\epsilon_0 Q_a} \frac{r_a - x}{r_a} \text{ и } E_a = \frac{q}{\epsilon_0 Q_a} \frac{x}{r_a}. \quad (5.7)$$

Как известно из теории электричества, плотность тока смещения в вакууме равна

$$j_{см} = \epsilon_0 \frac{dE}{dt}.$$

Отсюда следует, что ток смещения в пространстве между катодом и слоем электронов

$$I_{см,k} = j_{см,k} Q_a = \epsilon_0 Q_a \frac{d}{dt} \left(- \frac{q}{\epsilon_0 Q_a} \frac{r_a - x}{r_a} \right) = \frac{q}{r_a} \frac{dx}{dt} = \frac{q}{r_a} v \quad (5.8)$$

равен току смещения в пространстве между анодом и движущимся слоем электронов

$$I_{см,a} = j_{см,a} Q_a = \epsilon_0 Q_a \frac{d}{dt} \left(\frac{q}{\epsilon_0 Q_a} \frac{x}{r_a} \right) = \frac{q}{r_a} \frac{dx}{dt} = \frac{q}{r_a} v. \quad (5.9)$$

Как показывает сравнение (5.8) и (5.9) с (5.6), токи смещения в междуэлектродном пространстве, где нет движущихся зарядов, равны наведённому току во внешней цепи. Таким образом, на том участке, где нет электронов, цепь замыкается током смещения, равным току проводимости во внешней цепи.

Более строгое и общее решение задачи о наведении токов в произвольной системе заземлённых проводников движущимся между ними электрическим зарядом даётся теоремой, согласно которой: «заряд q , движущийся со скоростью v в системе заземлённых электродов, наводит в цепи любого из электродов системы ток, имеющий мгновенное значение, равное

$$i = qv E_v,$$

где E_v — составляющая напряжённости электрического поля по направлению скорости, которое существовало бы в точке нахождения заряда, если: 1) заряд удалить, 2) потенциал исследуемого электрода сделать равным единице и 3) все остальные электроды заземлить (сделать их потенциал равным нулю)».

Не останавливаясь на доказательстве этой теоремы¹⁾, предлагаем читателю самому применить её к рас-

смотренному нами случаю движения электронов между плоскопараллельными электродами в направлении, перпендикулярном их поверхности.

Для определения величины наведённого тока в случае заполнения электронным потоком всего пространства между плоскими электродами предположим, что рассмотренный выше слой электронов имеет толщину dx и площадь его, соответствующая поверхности электродов, равна Q_a (рис. 5.2). Так как при прохождении через лампу тока, кроме этого слоя, между катодом и анодом имеются другие такие же слои, находящиеся на разных расстояниях от катода, то полная величина наведённого в анодной цепи тока будет равна

$$\begin{aligned} I_{\text{нап}}(t) &= \int_0^{r_a} \frac{v(x,t) \rho(x,t)}{r_a} Q_a dx = \\ &= \frac{1}{r_a} \int_0^{r_a} j_{\text{конв}}(x,t) Q_a dx = \frac{1}{r_a} \int_0^{r_a} I_{\text{конв}}(x,t) dx, \end{aligned} \quad (5.10)$$

¹⁾ В. М. Лопухин. «Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками» Гостехиздат, 1953.

где $\rho(x, t)$ — плотность пространственного заряда электронов на расстоянии x от катода в момент t и $v(x, t)$ — скорость электронов в этом сечении.

Произведение ρv есть плотность конвекционного электронного тока $j_{конв}(x, t)$. Формула (5.10) показывает, что ток, навёрнутый во внешней цепи, равен усредненному вдоль междуэлектродного пространства значению конвекционного тока.

Если конвекционный ток во всех сечениях между катодом и анодом одинаков ($I_{конв} = \text{const}$), то

$$I_{нав} = \frac{1}{r_a} \int_0^{r_a} I_{конв}(x, t) dx = \frac{I_{конв}}{r_a} \int_0^{r_a} dx = I_{конв}, \quad (5.11)$$

т. е. ток $I_{нав}$, наводимый во внешней анодной цепи, равняется конвекционному току, протекающему в лампе. Такой случай практически имеет место при прохождении через лампу постоянного тока, а также при прохождении через лампу переменного тока, изменяющегося относительно медленно (период изменения тока велик по сравнению с временем пролёта электронов).

Если же конвекционный ток, протекающий в лампе, изменяется во времени быстро, так что период его изменения сравним с временем пролёта электронов, то он неодинаков в различных сечениях и отличается от тока во внешней цепи. В этом случае происходит изменение электрического поля во времени и возникают токи смещения. Как будет показано ниже, токи смещения имеют такую величину и направление, что сумма конвекционного тока и тока смещения в любом сечении между катодом и анодом равна току во внешней цепи.

Для лучшего уяснения процесса прохождения тока в анодной цепи диода рассмотрим для примера случай прохождения внутри лампы конвекционного тока в виде короткого импульса, длительность которого τ_1 меньше времени пролёта $\tau_{эл}$. Для упрощения построения графиков будем считать, что все электроны вылетают с катода с одинаковой начальной скоростью v и с этой скоростью двигаются к аноду.

На рис. 5.3 представлены картины токов, которые имеют место в различных сечениях междуэлектродного пространства: а) у катода, б) посередине между катодом и анодом, в) у поверхности анода и г) во внешней анодной цепи.

В момент $t = 0$ из катода начинают вылетать электроны, их равномерный вылет продолжается до $t = \tau_1$; за этот промежуток времени у катода образуется электронный слой толщиной $a = v\tau_1$. Движение электронов из катода в этот слой является конвекционным током у поверхности катода, который существует в течение промежутка времени от $t = 0$ до $t = \tau_1$ и равняется $I_{ок} = \rho v Q_a$. Этот конвекционный ток у катода наводит во внешней анодной цепи ток, который с увеличением числа электронов в электронном слое линейно возрастает со временем t и достигает значения $I_{нав} = I_{ок} \frac{\tau_1}{\tau_{эл}}$ в момент $t = \tau_1$ (рис. 5.3а). В остальном междуэлектродном

пространстве так же, как и у поверхности анода, в это время конвекционного тока нет, но обязательно имеется ток смещения (показанный на рисунке

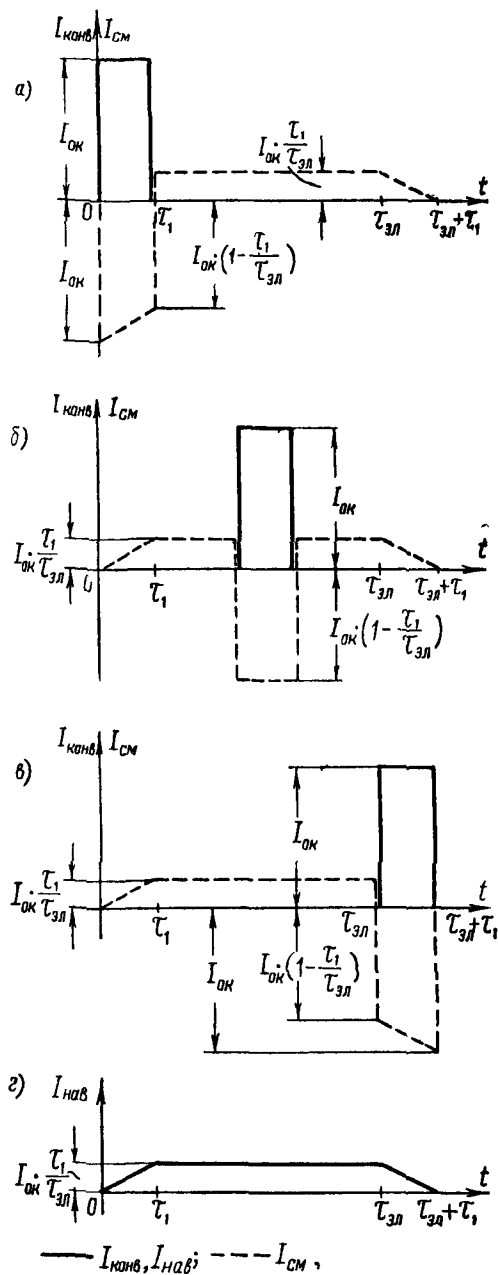


Рис. 5.3

пунктиром), так как с изменением около катода величины электронного заряда изменяется и электрическое поле внутри лампы. Значения тока смещения, получающиеся в различные моменты времени, в различных точках междуэлектродного пространства, указаны на диаграммах (рис. 5.3). По истечении времени τ_1 вследствие прекращения выхода электронов из катода, конвекционный ток у катода прекращается и существует только в пространстве катод—анод в виде электронного слоя, перемещающегося от катода к аноду со скоростью v . В течение времени от $t = \tau_1$ до $t = \tau_{э.л.}$, конвекционный ток $I_{конв} = I_{ок}$ наблюдается последовательно во всех точках междуэлектродного пространства. На рис. 5.3б этот ток показан для середины расстояния между катодом и анодом, в эту плоскость передний фронт электронного слоя приходит в момент $t = \frac{\tau_{э.л.}}{2}$. Вследствие постоянства скорости и величины заряда электронного слоя наведённый ток в анодной цепи в промежутке времени от τ_1 до $\tau_{э.л.}$ остаётся постоянным, равным $I_{наэ} = I_{ок} \frac{\tau_1}{\tau_{э.л.}}$.

Ток смещения существует во всём междуэлектродном пространстве, как показано на рисунке пунктирными линиями.

В момент времени $t = \tau_{э.л.}$ передний фронт электронного слоя подходит к поверхности анода (рис. 5.3в), но общая картина токов внутри лампы и величина наведённого тока начнут изменяться только при $t > \tau_{э.л.}$, когда начнёт уменьшаться количество электронов в электронном слое вследствие их перехода на анод. В течение промежутка времени от $t = \tau_{э.л.}$ до $t = \tau_{э.л.} + \tau_1$ все электроны из междуэлектродного пространства перейдут на анод и это соответствует уменьшению конвекционного тока у анода до нуля к моменту $\tau_{э.л.} + \tau_1$. В связи с исчезновением из междуэлектродного пространства электрических зарядов и поля ток смещения во всех сечениях пространства анод—катод делается равным нулю к моменту $\tau_{э.л.} + \tau_1$. Наведённый ток во внешней анодной цепи с момента $t = \tau_{э.л.}$ начинает линейно уменьшаться и делается равным нулю в момент $\tau_{э.л.} + \tau_1$.

Диаграммы рис. 5.3 в целом показывают, что возникновение и исчезновение тока в анодной цепи происходит не мгновенно и что вследствие инерции электронов изменения наведённого тока также обладают некоторой инерционностью.

§ 5.2. Полный ток

До сих пор для упрощения мы рассматривали идеализированный случай токопрохождения, когда напряжение между катодом и анодом было равно нулю. Напряжение между электродами электронного прибора является причиной, вызывающей движение электронного потока. Поэтому представляет интерес рассмотреть влияние постоянных и переменных напряжений на прохождение тока через электронный прибор.

При наличии между катодом и анодом постоянного напряжения (за счёт анодной батареи) на катоде и аноде создаются поверхностные заряды, а в пространстве между электродами возникает поле. Однако эти поверхностные заряды и поле неизменны во времени и не создают токов во внешней цепи. Хотя в междуэлектродном пространстве напряжённость электрического поля, создаваемого объёмным зарядом электронов и зарядами, наводимыми на электродах, и напряжённость поля вследствие постоянного напряжения между анодом и катодом складываются геометрически, величина наводимых электронным потоком зарядов и сила наведённого тока определяются точно

таким же выражением (5.10), как и для схемы, изображённой на рис. 5.2. Влияние постоянного напряжения проявляется только на характере движения электронного потока.

В случае действия между катодом и анодом переменного напряжения поле и заряды на электродах, обусловленные этим напряжением, изменяются. В пространстве между анодом и катодом наряду с конвекционным током и током смещения, вызываемым изменением конвекционного тока вдоль междупродного пространства, появляется ток смещения, возникающий вследствие изменения напряжения анода — ёмкостный ток.

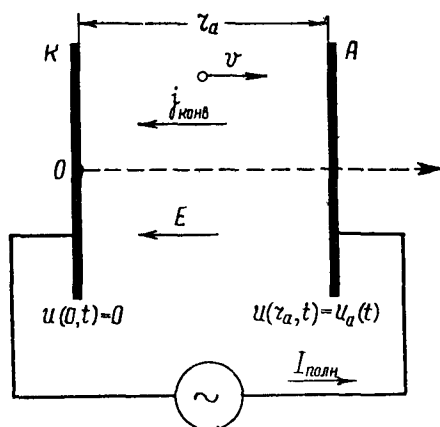


Рис. 5.4

Для того, чтобы в случае действия переменного напряжения между электродами найти зависимость, аналогичную (5.10), рассмотрим промежуток между плоско-параллельными анодом и катодом диода (рис. 5.4), в котором электронный поток движется перпендикулярно к их поверхности вдоль оси x . Если пренебречь неоднородностью поля на краях электродов, то векторы плотности тока, напряжённости электрического поля и скорости электронов будут зависеть только от времени t и продольной координаты x и иметь составляющие только вдоль оси x .

Первое уравнение электромагнитного поля для вакуума имеет вид:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}_{\text{конв}} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (5.12)$$

где \vec{H} — вектор напряжённости магнитного поля, $\vec{j}_{\text{конв}}$ — вектор плотности конвекционного тока, \vec{E} — вектор напряжённости электрического поля, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Как известно из векторного анализа, дивергенция ротора тождественно равна нулю, т. е.

$$\operatorname{div} \operatorname{rot} \vec{H} = 0,$$

поэтому из (5.12) получаем что

$$\operatorname{div} \left(\vec{j}_{\text{конв}} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = 0. \quad (5.13)$$

Сумма плотности конвекционного тока $\vec{j}_{\text{конв}}$ и плотности тока смещения $\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ называется плотностью полного тока $\vec{j}_{\text{полн}}$. Учитывая, что векторы конвекционного тока $\vec{j}_{\text{конв}}$ и электрического поля \vec{E} в рассматриваемом случае плоско-параллельного диода имеют составляющие только по оси x , из (5.13) следует

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(j_{\text{конв}}(x,t) + \epsilon_0 \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} \right) = 0. \quad (5.14)$$

Уравнение (5.14) показывает, что плотность полного тока $j_{полн}$ есть величина, не зависящая от координаты x и зависящая, вообще говоря, только от времени t

$$j_{полн}(t) = j_{конв}(x, t) \mp \epsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial t}. \quad (5.15)$$

Умножая обе части (5.15) на величину поверхности электродов Q_a и переходя от плотностей тока к токам, получим

$$I_{полн}(t) = I_{конв}(x, t) + \epsilon_0 Q_a \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} = I_{конв}(x, t) \mp I_{см}(x, t). \quad (5.16)$$

Как следует из (5.16), величина полного тока в любой момент времени неизменна вдоль пространства между катодом и анодом. По отдельности конвекционный ток и ток смещения изменяются с координатой x , но изменяются таким образом, что их сумма в данный момент времени остаётся вдоль пространства анод—катод постоянной. Во внешней цепи существует только ток проводимости, так как ток смещения в металлических проводниках равен нулю, поэтому полный ток в пространстве между катодом и анодом равен току во внешней цепи. Отсюда сумма конвекционного тока и тока смещения в любом сечении междуэлектродного пространства плоско-параллельного диода есть величина в каждый момент времени постоянная и равная току во внешней цепи.

Для того чтобы, основываясь на уравнении полного тока (5.16), установить зависимость между током во внешней цепи, наведённым и ёмкостным токами, вычислим среднее значение полного тока вдоль промежутка между катодом и анодом для некоторого значения времени $t = \text{const}$, т. е. проинтегрируем обе части уравнения (5.16) по x от 0 до r_a и разделим на r_a :

$$\frac{1}{r_a} \int_0^{r_a} I_{полн}(t) dx = \frac{1}{r_a} \int_0^{r_a} I_{конв}(x, t) dx \mp \frac{\epsilon_0 Q_a}{r_a} \int_0^{r_a} \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} dx$$

или

$$I_{полн}(t) = \frac{1}{r_a} \int_0^{r_a} I_{конв}(x, t) dx \mp \frac{\epsilon_0 Q_a}{r_a} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{r_a} E(x, t) dx. \quad (5.17)$$

Выражая напряжённость поля через изменение потенциала в междуэлектродном пространстве $U(x, t)$, получим

$$E(x, t) = - \frac{\partial U(x, t)}{\partial x}$$

и, учитывая, что потенциал катода $U(0, t) = 0$ и анода $U(r_a, t) = U_a(t)$, имеем

$$\int_0^{r_a} E(x, t) dx = - \int_0^{r_a} \frac{\partial U(x, t)}{\partial x} dx = U(0, t) - U(r_a, t) = U_a(t), \quad (5.18)$$

где $U_a(t)$ — напряжение между анодом и катодом.

Подстановка (5.18) в (5.17) даёт

$$I_{полн}(t) = \frac{1}{r_a} \int_0^{r_a} I_{конв}(x, t) dx \mp \frac{\epsilon_0 Q_a}{r_a} \frac{dU_a(t)}{dt}. \quad (5.19)$$

Первый член в выражении (5.19) есть уже рассмотренный в § 5.2 наведённый ток $I_{нав}(t)$, а величина

$$\frac{\epsilon_0 Q_a}{r_a} = C$$

представляет собой ёмкость между анодом и катодом диода. Отсюда ток во внешней цепи диода, равный полному току, есть сумма наведённого и ёмкостного токов

$$I_{вн}(t) = I_{полн}(t) = I_{нав}(t) + C \frac{dU_a}{dt} \quad (5.20)$$

По своей природе ток смещения из-за изменения конвекционного тока вдоль междуэлектродного пространства и ёмкостный ток одинаковы, однако в уравнение (5.20) явно входит только ёмкостный ток, тогда как ток смещения из-за изменения конвекционного тока неявно входит в выражение для наведённого тока.

Формула (5.20) является обобщением ф-лы (5.10) на случай переменных напряжений на электродах и даёт возможность найти ток во внешней цепи по заданным конвекционному току, ёмкости между электродами и изменению напряжения

§ 5.3. Угол пролёта электронов

Как видно из вышеизложенного, процесс токопрохождения в лампе существенно зависит от соотношения между временем пролёта электронов τ и периодом изменения переменного напряжения на аноде лампы T .

Порядок величины времени пролёта электрона в электронных лампах легко найти для случая одиночного электрона, летящего от катода к аноду¹⁾. Пусть в диоде с плоскими катодом и анодом, расстояние между которыми равно r_a , электрон вылетает из катода с начальной скоростью $v \approx 0$ и движется к аноду, имеющему потенциал U_a относительно катода. Скорость электрона в конце его пути у анода будет равна $U_a \approx 6 \cdot 10^7 \sqrt{U_a}$ [с]. Так как между плоскими электродами поле однородно, то электрон в этом поле будет двигаться равномерно-ускоренно и средняя скорость его будет равна

$$v_{cp} = \frac{v_0 + v_a}{2} = 3 \cdot 10^7 \sqrt{U_a}, \quad \frac{см}{сек}.$$

Время пролёта электрона от катода до анода равно

$$\tau = \frac{r_a}{v_{cp}} = 0,33 \cdot 10^{-7} \frac{r_a}{\sqrt{U_a}}, \quad сек.$$

¹⁾ Более точные формулы для расчёта времени пролёта, учитывающие взаимодействие всех электронов, составляющих электронный поток в лампе, будут получены в дальнейших главах.

Если, например, взять $r_a = 3$ мм и напряжение анода $U_a = 100$ в, то время пролёта составит

$$0,33 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{0,3}{\sqrt{100}} = 10^{-9} \text{ сек},$$

т. е. равно одной миллиардной доле секунды.

Практически пролёт электронов в электронных лампах может иметь величину от 10^{-8} до 10^{-10} сек. Следовательно, частота переменного напряжения f , период которого $T = \tau_{эл}$, лежит в пределах $f = \frac{1}{T} = 10^8 \div 10^{10}$ гц, т. е. $f = 100 \div 10\,000$ Мгц.

При переменных напряжениях не очень высокой частоты время пролёта электронов значительно меньше периода изменения этого напряжения ($\tau_{эл} \ll T$), поэтому движение электронов практически происходит так же, как при постоянном напряжении, а мгновенное значение конвекционного тока во всех сечениях лампы постоянно. Следовательно, ток во внешней цепи равен сумме конвекционного и ёмкостного токов.

При быстро изменяющемся напряжении на аноде время пролёта электронов становится соизмеримым с периодом колебания напряжения, поэтому конвекционный ток в различных сечениях между электродами диода различен. Действительно, если предположить, что конвекционный ток у катода изменяется синфазно с изменением анодного напряжения, то, когда слой электронов с определённым значением i_k продвинется на некоторое расстояние x' от катода, напряжение на аноде уже успеет заметно измениться и поэтому ток в сечении x' отстанет по фазе от анодного напряжения, а значение конвекционного тока у катода в этот момент будет уже совершенно иным.

Таким образом, в различных сечениях междуэлектродного пространства конвекционные токи различны и чем дальше от катода рассматриваемое сечение, тем больше фазовый сдвиг тока в нём относительно анодного напряжения. В этом случае ток во внешней цепи лампы равен сумме наведённого и ёмкостного токов.

Как видно из изложенного, для процесса прохождения тока в лампе существенное значение имеет не сама величина времени пролёта электронов $\tau_{эл}$, а отношение $\frac{\tau_{эл}}{T}$, показывающее, какую часть периода действующего на аноде переменного напряжения составляет время пролёта.

При действии между электродами переменного напряжения, изменяющегося по гармоническому закону,

$$u(t) = U_m \sin \left(2\pi \frac{t}{T} + \varphi \right).$$

Для оценки влияния времени пролёта обычно пользуются не отношением $\frac{\tau_{эл}}{T}$, а так называемым углом пролёта электронов

$$\Theta = 2\pi \frac{\tau_{эл}}{T} = 2\pi f \tau_{эл} = \omega \tau_{эл}. \quad (5.21)$$

Угол пролёта есть измеренное в угловых единицах изменение фазы переменного гармонического напряжения, действующего между электродами, за время пролёта электронов.

Например, пусть в момент вылета электрона из катода напряжение равно нулю ($u = 0$), тогда в момент прибытия электрона на анод напряжение равно

$$u = U_m \sin 2\pi \frac{\tau_{эл}}{T} = u_m \sin \Theta,$$

т. е. угол пролёта показывает, насколько изменился фазовый угол напряжения за время пролёта электрона.

Расчёты показывают¹⁾, что если угол пролёта Θ меньше $0,1\pi$, то приближённо конвекционный ток внутри лампы можно считать постоянным и полный ток во внешней цепи вычисляется как сумма конвекционного и ёмкостного токов.

Пример. Считая время пролёта электронов в диоде равным 10^{-9} сек, определить частоту и длину волны электрических колебаний, начиная с которых в этой лампе следует учитывать влияние инерции электронов.

Используя указанное выше условие, имеем

$$0,1\pi = \tau_{эл} \omega = 10^{-9} 2\pi f.$$

Отсюда

$$f = \frac{1}{2} 10^8 \text{ гц и } \lambda = \frac{3 \cdot 10^8}{0,5 \cdot 10^8} = 6 \text{ м}$$

Учитывая, что время пролёта в приёмноусилительных лампах имеет порядок 10^{-9} сек, можно сделать вывод, что только в ультракоротковолновом диапазоне волн следует принимать во внимание время пролёта электронов.

¹⁾ С. Д. Гвоздовер. «Теория электронных приборов сверхвысоких частот». Гостехиздат, 1956.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ЗАРЯД В ДИОДЕ

§ 6.1. Влияние пространственного заряда на характеристики тока в диоде

Величина тока, проходящего в анодной цепи, зависит от анодного напряжения. Эту зависимость анодного тока от анодного напряжения удобно выразить при помощи характеристик $I_a = f(U_a)$, которые можно снять на описанной в § 3.1 схеме испытания диода (рис. 3.1). На рис. 6.1 показаны характеристики $I_a = f(U_a)$ для диода типа 2Д2С, снятые при трёх различных напряжениях накала катода U_k .

Все три характеристики рис. 6.1 показывают, что восходящие участки кривых примерно совпадают, но в зависимости от степени накала катода устанавливается большее или меньшее предельное значение анодного тока, выше которого ток не увеличивается, несмотря на увеличение анодного напряжения. Это наибольшее при данном накале катода значение анодного тока называется током насыщения $I_{нас}$; напряжение анода, при котором наступает ток насыщения (характеристика загибается), называется напряжением насыщения $U_{нас}$. Чем выше накал катода, тем больше получается величина тока насыщения и тем больше требуется напряжение на аноде для получения тока насыщения. То обстоятельство, что величина тока насыщения зависит только от накала (температуры) катода и увеличение U_a не может вызвать увеличения тока насыщения, свидетельствует о том, что в режиме насыщения все электроны, испускаемые катодом при данной его температуре, участвуют в создании анодного тока. Это количество электронов остаётся неизменным при постоянной температуре катода, и поэтому, хотя мы и увеличиваем анодное напряжение, ток в анодной цепи увеличиваться не будет¹⁾. В двухэлектродной электронной лампе ток насыщения всегда равен току эмиссии катода.

В режимах, соответствующих восходящей части характеристик (до тока насыщения), очевидно, не все электроны, вылетев-

¹⁾ При наличии эффекта Шоттки наблюдается увеличение тока с ростом анодного напряжения и в этом режиме (§ 7.1)

шие с поверхности катода, двигаются к аноду. Причиной, препятствующей продвижению всех электронов к аноду, является пространственный заряд, образуемый самими электронами, находящимися в пространстве между катодом и анодом.

Для выяснения действия пространственного заряда рассмотрим картины распределения потенциала в пространстве между катодом и анодом.

Представим себе катод и анод в виде бесконечных плоскостей, расположенных параллельно друг другу на расстоянии r_a

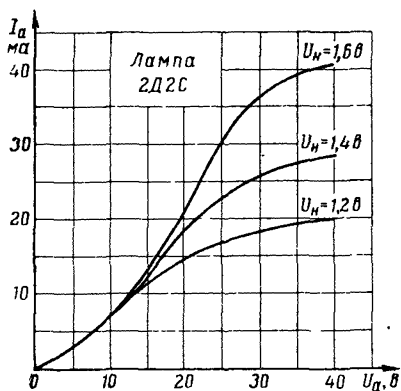


Рис. 6.1

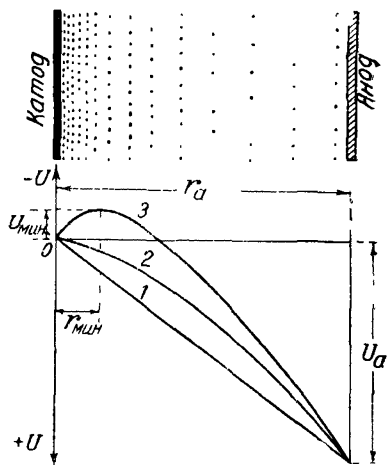


Рис. 6.2

(рис. 6.2). Если анод имеет положительный потенциал U_a , а катод (потенциал которого мы считаем равным нулю) не накалиён и, следовательно, не испускает электронов, то распределение потенциала в пространстве катод — анод будет линейным.

Это распределение потенциала показывает прямая линия 1 в нижней части рис. 6.2; положительный потенциал анода отложен вниз по оси ординат. Если катод накалён, то вылетающие с его поверхности электроны заполняют пространство между катодом и анодом (верхняя часть рис. 6.2) и составляют распределённый в пространстве отрицательный пространственный, или объёмный, заряд. Наличие этого заряда снижает потенциал во всех точках пространства между катодом и анодом, и распределение потенциала представляется кривой 2 на рис. 6.2.

Пока катод имеет невысокую температуру и количество испускаемых им электронов невелико, потенциалы во всех точках пространства катод — анод, хотя и уменьшаются по своей величине (особенно около катода), но всё ещё остаются поло-

жительными (кривая 2), так что на всем расстоянии r_a действует ускоряющее электрическое поле.

Под действием этого поля все электроны, вышедшие с поверхности катода, притягиваются к аноду¹⁾, и следовательно, ток в цепи анода равен току эмиссии катода, т. е. имеет место режим насыщения. При повышении температуры катода увеличивается количество испускаемых катодом электронов, вследствие чего возрастает количество электронов в каждой единице объема пространства катод—анод, т. е. увеличивается плотность пространственного заряда ρ . Под действием увеличившегося пространственного заряда потенциал во всех точках пространства катод—анод снижается ещё сильнее и вблизи от катода, где действие пространственного заряда наибольшее, потенциал, уменьшаясь, может стать отрицательным по отношению к катоду. Распределение потенциала для этого режима представлено кривой 3 на рис. 6.2. Из этой кривой видно, что на расстоянии $r_{мин}$ от катода образуется минимум потенциала $U_{мин}$ (максимум отрицательного потенциала) и, следовательно, в этом пространстве от поверхности катода до $r_{мин}$ действует тормозящее электрическое поле, а поле, ускоряющее движение электронов к аноду, действует только в пространстве от $r_{мин}$ до анода.

Чтобы попасть в это ускоряющее поле и быть притянутым к аноду, электрон, вылетающий с поверхности катода, должен преодолеть тормозящее поле пространственного заряда, представляющее собой для электронов своего рода барьер высотой $U_{мин}$. Так как электроны вылетают с поверхности катода с различными скоростями (распределение скоростей их подчиняется закону Максвелла), то очевидно не все электроны, эмитируемые катодом, имеют достаточную для преодоления этого барьера энергию. Только быстрые электроны, скорости которых больше, чем $v_{мин} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{мин}}$, преодолеют тормозящее поле и, оказавшись по другую сторону барьера, т. е. пройдя расстояние $r_{мин}$, начнут ускоренно двигаться к аноду. Следовательно, все электроны, составляющие пространственный заряд в области от минимума потенциала до анода, двигаются к аноду и их число определяет величину анодного тока. Электроны, у которых начальная скорость вылета с катода меньше, чем $v_{мин}$, двигаясь в тормозящем поле, теряют всю свою энергию, не пройдя расстояния $r_{мин}$, потеряв скорость, они останавливаются и затем под действием поля пространственного заряда начинают двигаться («скатываться») обратно к катоду.

¹⁾ Пользуясь принятым условным изображением положительных потенциалов вниз по оси ординат, можно наглядно представлять себе движение электронов к аноду: электроны как бы падают вниз к аноду, скатываясь по поверхности, наклон которой определяется кривой распределения потенциала.

Такой режим, характеризующийся тем, что ток в цепи анода получается меньше тока эмиссии катода, в отличие от режима насыщения, называют режимом пространственного заряда. Очевидно, что в области между катодом и минимумом потенциала существует наиболее плотный пространственный заряд, так как здесь находятся все электроны, выходящие из катода.

Несмотря на то, что электроны непрерывно испускаются накалившимся катодом, а на анод уходит только часть их, бесконечно большого увеличения плотности пространственного заряда не наблюдается. В пространственном заряде всегда сохраняется «динамическое равновесие»: за любой промежуток времени число электронов, уходящих из пространственного заряда на анод, в сумме с числом электронов, возвращающихся обратно на катод, равно количеству электронов, поступающих в пространственный заряд за счёт эмиссии катода. Если при неизменном потенциале U_a ещё больше повысить температуру катода, то за счёт увеличения эмиссии увеличивается плотность пространственного заряда и усиливается тормозящее поле около катода (высота барьера $U_{мин}$ увеличивается и сдвигается несколько в сторону анода) так, что большее число электронов задерживается этим полем и возвращается обратно к катоду; число же электронов, уходящих к аноду, и ток в цепи анода остаются постоянными.

Разобранная на кривых рис. 6.2 последовательность изменения распределения потенциала в пространстве соответствует характеристикам $I_e = f(U_n)$ (рис. 3.3), когда, постепенно увеличивая напряжение накала катода при постоянном U_a , мы

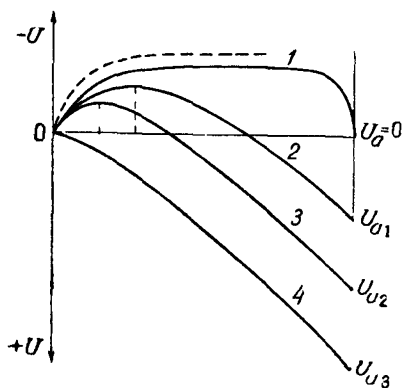


Рис. 6.3

переходим от режима насыщения в восходящей части эмиссионной характеристики к режиму пространственного заряда и обусловленному им постоянству анодного тока.

Изменение распределения потенциала, происходящее вследствие изменения U_a , может быть иллюстрировано кривыми рис. 6.3. Пунктирная кривая на рисунке показывает примерное распределение потенциала при изолированном аноде, который за счёт попавших на него электронов должен иметь некоторый отрица-

тельный потенциал; в этом режиме количество возвращающихся на катод электронов в точности равняется числу электронов, вылетающих с катода (изоляция анода мы считаем идеальной).

Если анод непосредственно присоединён к катоду так, что $U_a = 0$, распределение потенциала изображается кривой 1 (рис. 6.3); в этом случае электроны двигаются только за счёт собственной энергии и во всём пространстве катод — анод существует только электрическое поле пространственного заряда. Максимум отрицательного потенциала этого поля ($U_{мин}$) создаётся на небольшом расстоянии от анода; из всех электронов, эмитируемых катодом, только очень малое количество наиболее быстрых электронов, преодолевая это поле, доходит до анода, все остальные электроны тормозятся на различных расстояниях от катода (в зависимости от их начальной скорости) и двигаются под действием поля обратно к катоду. В цепи анода протекает очень небольшой ток (порядка нескольких микроампер), который на характеристиках рис. 6.1 не показан из-за его малости.

При подаче на анод положительного потенциала U_{a1} на поле пространственного заряда накладывается поле анода и в пространстве катод—анод устанавливается результирующее поле, в котором потенциал распределяется согласно кривой 2. По сравнению с кривой 1 здесь максимум отрицательного потенциала тормозящего поля перемещается ближе к катоду. Величина максимума уменьшается, вследствие чего некоторая часть электронов теперь в состоянии преодолеть тормозящее поле; в цепи анода появляется ток. Повышение анодного потенциала до значения U_{a2} вызывает дальнейшее увеличение анодного тока, так как в этом случае тормозящее поле уменьшается ещё больше как по протяжённости, так и по высоте барьера (кривая 3).

Как мы видим, с увеличением анодного напряжения минимум потенциала результирующего поля (максимум отрицательного потенциала задерживающего поля) постепенно уменьшается и передвигается всё ближе к катоду. При достаточно большом напряжении U_{a3} тормозящее поле исчезает, все электроны, вылетая с поверхности катода, сразу попадают в ускоряющее поле, под действием которого они все доходят до анода, т. е. наступает режим насыщения. Распределение потенциала для этого режима показано кривой 4; очевидно потенциал анода $U_{a3} = U_{нас}$. Дальнейшее повышение анодного напряжения увеличивает потенциал во всех точках пространства и приближает распределение потенциала к линейному: ток в цепи анода I_a остаётся постоянным и равным $I_{нас}$.

Для правильного представления о величине и месте нахождения минимума потенциала, создаваемого пространственным зарядом, укажем, что в электронных лампах при нормальных рабочих режимах этот минимум равняется десятым долям вольта и находится на расстоянии сотых или десятых долей миллиметра от катода.

§ 6.2. Закон степени 3/2

Величина конвекционного тока внутри диода определяется суммарным действием анодного напряжения и пространственного заряда. Определим аналитическую зависимость между величиной тока и величиной анодного напряжения с учётом влияния пространственного заряда для плоско-параллельных электродов (рис. 6.4). Предположим, что к аноду приложено

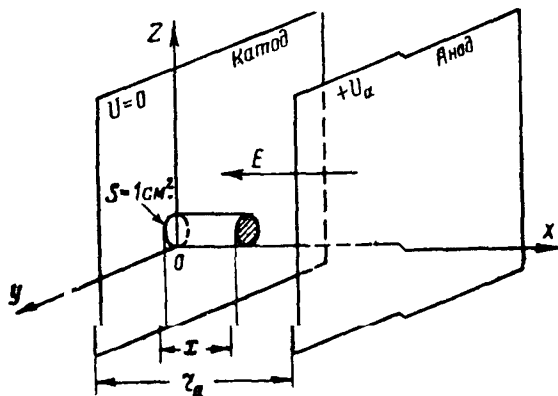


Рис 6 4

постоянное напряжение, и рассмотрим установившийся режим постоянного тока в анодной цепи. Размеры электродов предположим достаточно большими, так что напряжённость электрического поля, образующегося между пластинами при подведении к ним разности потенциалов U_a , можно считать везде перпендикулярной к поверхности пластин.

Направим ось ox перпендикулярно плоскости электродов взяв начало координат в точке O на поверхности катода.

Примем следующие условия:

1) на поверхности катода при $x=0$ потенциал равен нулю, а на аноде при $x=r_a$ потенциал равен U_a ;

2) на поверхности катода напряжённость поля равна нулю $\left. \frac{dU}{dx} \right|_{x=0} = 0$, это допущение сделано для упрощения решения, на самом деле $E=0$ в точке $x=r_{min}$ вблизи катода (рис. 6.2)

3) электроны вылетают с поверхности катода без начальной скорости, т. е. $v_0=0$; поэтому их скорость в любой точке поля определяется потенциалом этой точки $v_x = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_x}$.

Выделим в междуэлектродном пространстве объём в виде цилиндра, основанием которого является участок поверхности катода размером в 1 см^2 и длина которого равна x (рис 6 4).

Электроны, вылетающие с единичного участка поверхности катодa, составляют конвекционный ток, равный плотности тока, даваемого всем катодом; обозначим эту плотность через j . Пусть на пролёт расстояния x от катодa электрону было необходимо время t ; тогда создавшийся за время t в рассматриваемом нами цилиндрическом объёме пространственный заряд равен

$$q = jt. \quad (6.1)$$

По теореме Остроградского—Гаусса электрический заряд q , находящийся внутри замкнутого объёма, связан с напряжённостью электрического поля у поверхности S , ограничивающей этот объём, соотношением

$$\int_S E_n dS = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (6.2)$$

В этой формуле через E_n обозначена составляющая напряжённости поля, нормальная к поверхности. Интеграл берётся по всей поверхности рассматриваемого объёма; $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ ф/м — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Согласно принятым начальным условиям напряжённость поля у поверхности катодa и нормальная к боковой поверхности рассматриваемого объёма составляющая напряжённости поля равны нулю. Поэтому интеграл левой части ур-ния (6.2) вычисляется только по напряжённости поля у торцовой поверхности рассматриваемого цилиндрического объёма, т. е. равен E_x .

В качестве второго уравнения возьмём выражение ускорения, испытываемого электроном в электрическом поле на расстоянии x от катодa.

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{e}{m} E_x. \quad (6.3)$$

Подставляя в ф-лу (6.3) значения E_x и q из ур-ний (6.2) и (6.1), получим

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{e}{m \epsilon_0} jt \quad (6.4)$$

Интегрируя ур-ние (6.4) и учитывая принятые нами начальные условия, получим

$$\frac{dx}{dt} = \frac{1}{2} \frac{e}{m \epsilon_0} jt^2 \quad (6.5)$$

Интегрируя второй раз, имеем

$$x_0^2 = \frac{1}{6} \frac{e}{m \epsilon_0} jt^3 \quad (6.6)$$

Исключив из ур-ний (6.5) и (6.6) время t и используя принятое соотношение $\frac{dx}{dt} = \sqrt{\frac{2e}{m} U_x}$, найдём, что в диоде с плоско-параллельными электродами плотность конвекционного тока j в сечении, находящемся на расстоянии x от катода, зависит от потенциала U_x этого сечения по закону

$$j = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m} \frac{U_x^{\frac{3}{2}}}{x^2}}. \quad (6.7)$$

Подставив численные значения ε_0 , $\frac{e}{m}$ и выразив расстояние x в сантиметрах, U_x — в вольтах, получим численное значение коэффициента в этом уравнении равным $2,33 \cdot 10^{-6} \frac{a}{\delta^{3/2}}$, а плотность тока в $a/\text{см}^2$.

Уравнение (6.7) показывает, что величина конвекционного тока в плоско-параллельном диоде пропорциональна потенциалу в степени $3/2$ и поэтому называется «законом степени $3/2$ ». При $x=r_a$ и $U_x=U_a$ это уравнение определит плотность тока у поверхности анода

$$j_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{\frac{3}{2}}}{r_a^2}. \quad (6.8)$$

Умножая ур-ние (6.8) на величину поверхности анода Q_a , на которую попадают электроны, мы узнаем полную величину конвекционного тока, протекающего в диоде. Этот ток в рассматриваемом режиме постоянного тока равен анодному току I_a во внешней цепи, что позволяет написать получающуюся формулу в виде

$$I_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a^2} U_a^{\frac{3}{2}}. \quad (6.9)$$

Ещё отметим интересную, даваемую ур-нием (6.7), зависимость потенциала междуэлектродного пространства U_x от расстояния x

$$U_x = \left(\frac{9}{4\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} j \right)^{2/3} x^{4/3} = \text{const } x^{\frac{4}{3}}. \quad (6.10)$$

Вследствие влияния пространственного заряда потенциал U_x в диоде с плоско-параллельными электродами изменяется пропорционально расстоянию x не в первой степени, а в степени $4/3$.

При выводе закона степени $3/2$ мы допустили, что напряжённость поля у катода равна нулю и что электроны, выходя с поверхности катода, не имеют начальной скорости. В действительности начальная скорость электронов не равна нулю, и,

как мы видели в предыдущем параграфе, вследствие образования вблизи катода тормозящего поля пространственного заряда, напряжённость поля у поверхности катода тоже не равна нулю.

Если учесть действительные условия движения электронов (начальная скорость электронов $v_0 \neq 0$ и существует минимум потенциала), то в этом общем случае имеет место закон более сложный, чем закон степени $3/2$.

Возьмём частный случай, когда электроны, преодолевая тормозящее поле и, следовательно, в дальнейшем попадающие на анод, достигают минимума потенциала (на расстоянии $r_{мин}$ от катода) со скоростью, равной нулю. Тогда плоскость минимума потенциала является поверхностью, для которой принятые выше допущения полностью выполняются и, следовательно, рассматривая эту плоскость, как катод, можно применить для области от минимума потенциала до анода закон степени $3/2$

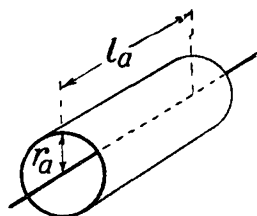


Рис 65

$$j_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{(U_a - U_{мин})^{\frac{3}{2}}}{(r_a - r_{мин})^2}. \quad (6.11)$$

Так как в рабочих режимах обычных диодов $U_{мин} \ll U_a$ и $r_{мин} \ll r_a$, то для практических подсчётов анодного тока достаточную точность даёт применение ф-лы (6.8).

Для цилиндрических электродов приближённая зависимость анодного тока от анодного напряжения найдена Лэнгмюром. Более строгое и точное решение было дано С. А. Богуславским в 1924 г.¹⁾

Конструкция электродов показана на рис. 6.5: по оси цилиндрического анода, имеющего радиус r_a и длину l_a , расположен прямолинейный катод круглого сечения с радиусом r_k . Для упрощения вывода принимается, что на поверхности катода потенциал U и напряжённость электрического поля $\frac{\partial U}{\partial r}$ равны нулю и что электроны, испускаемые катодом, не имеют начальной скорости ($v_0 = 0$).

При этих допущениях ток в цепи анода определяется формулой

$$I_a = 14,65 \cdot 10^{-6} \frac{l_a}{r_a^{\frac{3}{2}}} U_a^{\frac{3}{2}}, \quad (6.12)$$

¹⁾ С. А. Богуславский «О влиянии пространственных зарядов на силу термionicных токов» Труды Госуд эксперимент электротехнического института, вып 3, 1924 г

где β^2 — поправочный множитель, который необходимо ввести, так как найденное решение не удовлетворяет в точности условиям, принятым на поверхности катода.

Величина множителя β^2 зависит от отношения $\frac{r_a}{r_k}$; для $\frac{r_a}{r_k} < 10$ значения β^2 могут быть взяты из графика рис. 6.6, а

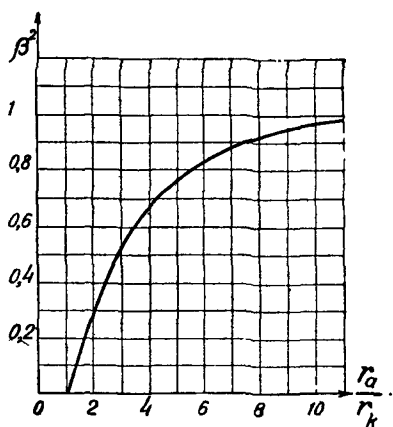


Рис. 6.6

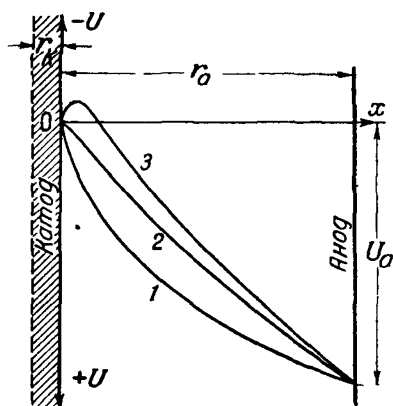


Рис. 6.7

для значений $\frac{r_a}{r_k}$ очень малых β^2 следует вычислять по формуле

$$\beta = \ln\left(\frac{r_a}{r_k}\right) - \frac{2}{5} \ln^2\left(\frac{r_a}{r_k}\right) + \frac{11}{120} \ln^3\left(\frac{r_a}{r_k}\right) - \dots \quad (6.13)$$

При $\frac{r_a}{r_k} > 10$ можно считать $\beta^2 \approx 1$ и ф-ла (6.12) принимает вид

$$I_a = 14,65 \cdot 10^{-6} \frac{I_a}{r_a} U_a^{3/2}. \quad (6.14)$$

Распределение потенциала U в пространстве катод—анод для цилиндрической конструкции электродов показано на рис. 6.7. При холодном катоде, когда пространственного заряда нет, величина потенциала в точке, находящейся на расстоянии r от центра, определяется известным из электротехники соотношением (для цилиндрического конденсатора) $U = \text{const} \ln \frac{r}{r_k}$; кривая 1 показывает такое распределение потенциала для случая $\frac{r_a}{r_k} = 10$. Когда накаливаемый катод испускает электроны, создающийся пространственный заряд снижает потенциал во всех точках между катодом и анодом. Для условий, при которых выведена ф-ла (6.12), т. е. $v_0 = 0$ и $\left(\frac{dU}{dr}\right)_{r=r_k} = 0$,

распределение потенциала определяется получаемым на основании ф-лы (6.12) уравнением вида $U = \text{const} (\beta^2 r)^{2/3}$ (кривая 2 рис. 6.7). Но если учесть, что в действительности начальные скорости электронов не равны нулю и поэтому на некотором расстоянии $r_{\text{мин}}$ от катода создаётся минимум потенциала, то распределение потенциала представится кривой 3 рис. 6.7.

Если скорость приходящих с катода электронов становится равной нулю в минимуме потенциала, то пространство между $r_{\text{мин}}$ и r_a полностью соответствует условиям, при которых выведена ф-ла (6.12) и, следовательно, для этого пространства справедливо соотношение

$$I_a = 14,65 \cdot 10^{-6} \frac{l_a}{r_a \beta^2} (U_a - U_{\text{мин}})^{3/2}, \quad (6.15)$$

которое при $U_{\text{мин}} \ll U_a$ и $r_{\text{мин}} \approx r_k$ превращается в ф-лу (6.12). Если в ф-ле (6.12) помножить и разделить правую часть на $2\pi r_a$, то получим

$$I_a = 14,65 \cdot 10^{-6} \frac{2\pi r_a l_a}{2\pi r_a^2 \beta^2} U_a^{3/2}. \quad (6.16)$$

Обозначая $2\pi r_a l_a$ (боковую поверхность цилиндрического анода) через Q_a и вычисляя постоянный коэффициент, имеем

$$I_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a^2 \beta^2} U_a^{3/2}. \quad (6.17)$$

Сравнивая полученную ф-лу (6.17) с ф-лой (6.9), мы видим, что её можно использовать для расчёта анодного тока и при плоской конструкции электродов, и при цилиндрической, имея в виду, что в этой формуле:

1) для плоских электродов r_a обозначает расстояние от катода до анода и $\beta^2 = 1$;

2) для цилиндрических электродов r_a есть радиус анода, $\beta^2 \approx 1$ при $\frac{r_a}{r_k} \geq 10$; в случае же, если $\frac{r_a}{r_k} < 10$, значение β^2 надо находить по кривой рис. 6.6.

При подсчётах анодного тока двухэлектродных ламп по ф-ле (6.17) необходимо учитывать, что Q_a равна действующей поверхности анода, на которую падают приходящие на анод электроны и которая, вообще говоря, может быть меньше геометрической поверхности анода. При цилиндрической конструкции из-за охлаждённых концов катода при подсчёте Q_a длину анода надо брать в соответствии с рабочей частью длины катода.

В лампах с плоскими электродами катод изготавливается из проволоки и не является безграничной эмитирующей плоскостью, как это предполагается при выводе ф-лы (6.9). Как видно из рис. 6.8, поверхность анода принимает электроны только на участках, расположенных против катода. Очевидно,

что величина действующей поверхности анода зависит от формы катода, и чем ближе конструкция катода подходит к сплошной поверхности, тем больше используемая поверхность анода Q_a . Поэтому при плоских анодах катоды делаются V- или W-

образной формы. За величину действующей поверхности анода в этом случае следует брать удвоенную площадь ¹⁾, показанную штриховкой на рис. 6.8 для V-образного катода.

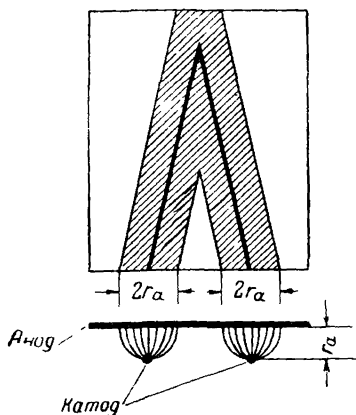


Рис. 6.8

§ 6.3. Уточнённые формулы для времени пролёта электронов в диодах

Определяя из ур-ний (6.5) и (6.6) время t , необходимое электрону для пролёта расстояния x , находим

$$t = \frac{3x}{\frac{dx}{dt}} = - \frac{3x}{\sqrt{2 \frac{e}{m} U_x}}. \quad (6.18a)$$

Подставляя в это выражение численное значение $\frac{e}{m}$ и выражая x в сантиметрах, а U_x — в вольтах, получим

$$t = 0,51 \cdot 10^{-7} \frac{x}{U_x^{1/2}}, \text{ сек.} \quad (6.186)$$

При $x = r_a$ и $U_x = U_a$ ф-ла (6.186) определяет время пролёта электронов от катода до анода в диоде с плоско-параллельными электродами

$$\tau_{\tau 1} = 0,51 \cdot 10^{-7} \frac{r_a}{U_a^{1/2}}, \text{ сек.} \quad (6.19)$$

В отличие от формулы времени пролёта, полученной в § 5.1 для одиночного электрона, ур-ние (6.19) учитывает влияние на движение одного электрона всех других электронов, находящихся в междueleктродном пространстве, т. е. учитывает влияние пространственного заряда и является более точным, чем прежняя формула. Сравнение этих формул показывает, что пространственный заряд, снижая во всех точках пространства катод—анод положительный ускоряющий потенциал, уменьшает скорость электронов и тем увеличивает время пролёта примерно в полтора раза.

¹⁾ Площадь удваивается потому, что анод плоской конструкции делается обычно из двух пластинок, располагаемых по обе стороны катода.

Аналогичным образом можно определить время пролёта электронов с катода на анод в диоде с цилиндрической конструкцией электродов. При условии, что радиус катода очень мал по сравнению с радиусом анода, время пролёта равно

$$\tau_{\text{пл}} = 0,255 \cdot 10^{-7} \frac{r_a}{U_a^{1/2}}, \text{ сек.} \quad (6.20)$$

Если отношение $\frac{r_a}{r_k}$ не очень велико, то время пролёта следует вычислять по формуле

$$\tau_{\text{пл}} = 0,173 \cdot 10^{-7} f\left(\frac{r_a}{r_k}\right) \frac{r_a}{U_a^{1/2}}, \quad (6.21)$$

где числовое значение функции $f\left(\frac{r_a}{r_k}\right)$ определяется из графика рис. 6.9.

Из ф-л (6.19) и (6.20) видно, что время пролёта электрона в лампе с цилиндрическими электродами меньше, чем в лампе с плоскими электродами с таким же расстоянием катод—анод. Объясняется это тем, что в лампе с цилиндрическими электродами потенциал вблизи катода возрастает быстрее, чем в лампе с плоскими электродами (сравните рис. 6.2 и 6.7), вследствие чего электроны, вылетая с катода, сразу приобретают большую скорость.

Если вблизи катода существует минимум потенциала, созданный пространственным зарядом, то время пролёта электрона увеличивается по сравнению с тем, что дают полученные нами формулы, так как в этом случае электрон должен сначала пройти некоторый путь (от катода до $r_{\text{мин}}$) в тормозящем поле и только после этого начнёт двигаться ускоренно на пути от $r_{\text{мин}}$ до анода.

Рассмотрим для примера диод плоско-параллельной конструкции. Электроны, возвращающиеся из области минимума потенциала к катоду, проходят этот путь, согласно ф-ле (6.19),

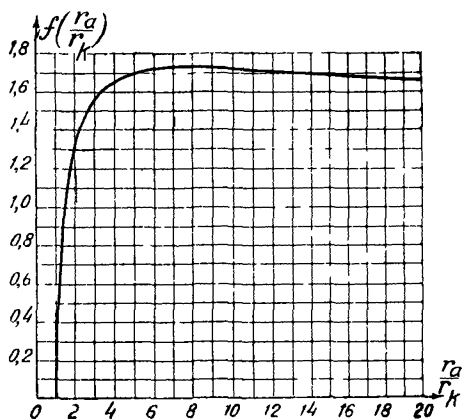


Рис. 6.9

за время, равное $0,51 \cdot 10^{-7} \frac{r_{\text{мин}}}{U^{\frac{1}{2}}}$, увеличивая при этом свою

скорость от нуля до $v_{\text{мин}} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{\text{мин}}}$; такое же время требуется для замедленного движения электрона, вылетевшего из катода со скоростью $v_{\text{мин}}$, чтобы прийти в минимум потенциала, где его скорость равна нулю. Поэтому полное время пролёта электрона с катода на анод равно

$$\tau_{\text{эл}} = 0,51 \cdot 10^{-7} \left[\frac{r_{\text{мин}}}{U^{\frac{1}{2}}} + \frac{r_a - r_{\text{мин}}}{(U_a - U_{\text{мин}})^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (6.22)$$

Величины $r_{\text{мин}}$ и $U_{\text{мин}}$ могут быть подсчитаны по формулам для плоских электродов в следующем виде:

$$r_{\text{мин}} = 2,73 \cdot 10^{-6} \frac{T^{\frac{3}{4}}}{j_{\kappa}^{\frac{1}{2}}} \text{ и } U_{\text{мин}} = 1,97 \cdot 10^{-4} T \lg \left(\frac{j_e}{j_{\kappa}} \right), \quad (6.23)$$

где T — температура катода, j_{κ} — плотность тока на катоде в режиме пространственного заряда, и j_e — плотность тока на катоде в режиме насыщения (плотность тока эмиссии).

ДВУХЭЛЕКТРОДНЫЕ ЛАМПЫ

§ 7.1. Статические характеристики диодов

Отклонения реальных характеристик от закона степени 3/2

Теоретическая зависимость величины постоянного тока в цепи анода от анодного напряжения, определяемая законом степени 3/2, графически изображается полукубической параболой, уравнение которой может быть написано в виде $I_a = gU_a^{3/2}$, где g — коэффициент, зависящий от конструкции и размеров электродов и равный $g = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a^2 \beta^2}$. Согласно закону сте-

пени 3/2 анодный ток должен при увеличении U_a расти до сколько угодно больших значений, так как при выводе этого закона предполагалось, что катод даёт неограниченную эмиссию. Но в действительности ток эмиссии катода имеет вполне определённую величину при данной температуре катода; поэтому, когда величина тока в анодной цепи, увеличиваясь, достигнет значения тока эмиссии, рост тока прекращается — устанавливается режим насыщения. На рис. 7.1 показано, как должна идти характеристика $I_a = f(U_a)$ для трёх различных температур катода. Подчеркнём, что согласно закону степени 3/2 восходящие участки всех трёх кривых совпадают, т. е. в режиме пространственного заряда увеличение температуры катода теоретически не должно влиять на анодный ток, величина которого ограничивается при заданном анодном напряжении увеличивающимся пространственным зарядом.

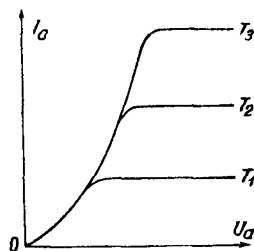


Рис. 7.1

Сравнивая теоретическую кривую $I_a = gU_a^{3/2}$ (рис. 7.1) с фактически получаемыми при исследовании лампы характеристиками $I_a = f(U_a)$ (рис. 6.1), мы видим, что эти кривые отличаются друг от друга:

1) восходящие участки характеристик, снятые при разных накалах катода, идут веерообразным расходящимся пучком, в то время как теоретические характеристики все совпадают;

2) действительные характеристики идут обычно более полого, чем это следует по закону степени $3/2$;

3) переход к режиму насыщения в действительных характеристиках происходит постепенно, характеристики весьма плавно загибаются вместо резкого установления тока насыщения;

4) ток в области насыщения не остаётся строго постоянным, а всегда при повышении анодного напряжения увеличивается в большей или меньшей степени в зависимости от свойств катода.

Рассмотрим подробнее отдельные участки действительных характеристик диода и выясним причины, которые вызывают отклонения этих характеристик от теоретического закона степени $3/2$.

1. Начальный участок характеристики

Влияние начальной скорости электронов. Вследствие того, что электроны, вылетая с поверхности катода, обладают начальными скоростями, не равными нулю, они могут, как это было указано в § 6.1, при анодном напряжении $U_a = 0$ преодолевать тормозящее поле пространственного заряда и доходить до анода, создавая в анодной цепи некоторый «начальный» ток. Величина начального тока I_{a0} зависит от конструкции электродов (чем ближе электроды друг к другу и чем больше их поверхность, тем больше I_{a0}) и от температуры катода, так как с повышением T увеличиваются скорости вылета электронов и большее количество их достигает анода при данных размерах электродов. Чтобы полностью прекратить анодный ток, необходимо на анод задать отрицательный потенциал. На рис. 7.2 показана характеристика анодного тока лампы 6Х6С при отрицательных U_a . Величина «запирающего» анодного потенциала U_{a0} зависит от скорости наиболее быстрых электронов и точность измерения его определяется чувствительностью прибора, включённого в анодную цепь.

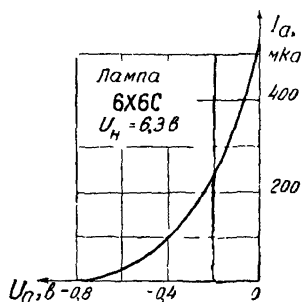


Рис. 7.2

Величина «запирающего» анодного потенциала U_{a0} зависит от скорости наиболее быстрых электронов и точность измерения его определяется чувствительностью прибора, включённого в анодную цепь.

Если считать, что распределение скоростей электронов, вылетающих с катода, подчиняется закону Максвелла, то отношение числа электронов, доходящих до анода при заданном на нём отрицательном потенциале U_a , к общему числу электро-

нов, попадающих на анод при отсутствии отрицательного потенциала на аноде, определяется формулой Больцмана

$$\frac{n}{n_0} = e^{\frac{eU_a}{kT}}.$$

Следовательно зависимость анодного тока от тормозящего потенциала на аноде представляется уравнением

$$I_a - I_{a0} e^{\frac{eU_a}{kT}} \quad (7.1)$$

Из ф л ы (7.1) следует, что

$$\ln I_a = \ln I_{a0} + \frac{eU_a}{kT} = \text{const} + cU_a.$$

Поэтому, если построить по экспериментальным данным $\ln I_a$ в функции от тормозящего отрицательного потенциала U_a , то получающаяся линейная зависимость подтверждает справедливость экспоненциального закона в уравнении (7.1) и исходного предположения о максвелловском распределении начальных скоростей электронов. Так как начальные скорости электронов невелики (обычно «запирающий» потенциал не превышает $1,5 \div 2$ в), то влияние их сказывается только в начальном участке характеристики

Влияние контактной разности потенциалов анод—катод. Расположение начального участка характеристики, т. е. ее сдвиг относительно оси ординат, зависит от контактной разности потенциалов между анодом и катодом, которые изготовляют обычно из разных материалов. Если работа выхода у материала анода больше, чем у материала катода, то между анодом и катодом возникает тормозящее поле даже в тех случаях, когда внешнего напряжения нет, вследствие чего уменьшается необходимыми «запирающий» потенциал U_{a0} и характеристика начинается правее.

Уравнение начального участка характеристики в этом случае

$$I_a - I_{a0} e^{\frac{e(U_a + U_k)}{kT}}, \quad (7.2)$$

где U_k — отрицательный контактный потенциал анода относительно катода.

В лампах с активированными катодами поверхность анода часто покрывается распыляющимся с катода активным материалом; так как, в зависимости от степени покрытия, работа выхода анода изменяется различно, то это обстоятельство приводит к наблюдающейся на опыте неустойчивости характеристики в начальном участке: начало характеристики с течением вре-

¹⁾ Если понимать под U_a абсолютную величину потенциала анода, то показатель степени в этой формуле должен иметь отрицательный знак.

мени в зависимости от рабочего режима постепенно перемещается («ползает») влево или вправо.

Влияние магнетронного эффекта накала. На начальную часть характеристики оказывает влияние магнитное поле тока накала. Электроны, вылетающие с катода идвигающиеся к аноду, подвергаются воздействию магнитного поля, создаваемого вокруг катода проходящим по нему током накала. Легко установить, на основании известного из электротехники правила, что под влиянием магнитного поля траектории электронов искривляются в сторону положительного конца катода (рис. 73) Чем больше ток накала и напряжённость

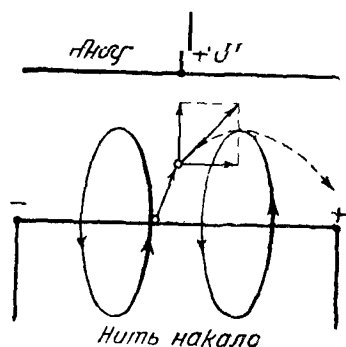


Рис. 73

создаваемого им магнитного поля, тем сильнее отклонение электронов. Часть их, вылетая из пространства катод—анод, не попадёт на анод. Вследствие чего анодный ток уменьшается. При достаточно большой напряжённости магнитного поля траектории всех электронов могут быть искривлены так сильно, что электроны, не долетев до анода, возвращаются обратно к катоду.

В лампах с небольшим током накала магнетронный эффект невелик и к тому же в начальной области характеристики компенсируется вышеописанным влиянием начальных скоростей U подогретых катодов с бифилярной нитью подогрева магнетронный эффект тока накала практически отсутствует.

2. Восходящий участок характеристики

2.1 Влияние неравномерного распределения температуры по катоду. При слабом накале катод имеет большие охлаждённые концы, и его рабочая длина, и следовательно, действующая поверхность анода значительно меньше геометрических размеров этих электродов. Поэтому коэффициент g в формуле закона степени $3/2$ меньше нормальной. При повышении накала увеличиваются рабочие размеры электродов, увеличивается коэффициент g и ток $I_a = gU_a^{3/2}$ получается большим при одном и том же значении U_a . Этим объясняется веерообразное расхождение действительных характеристик $I_a = f(U_a)$, снятых при разных накалах катода. Более сильное расхождение характеристик имеет место при малых накалах, при которых охлаждённые концы велики; при повышении накала катода действующие размеры электродов всё

больше приближаются к геометрическим размерам — расхождение характеристик уменьшается.

Неравномерность нагрева катода является, кроме того, одной из причин плавного, постепенного перехода к току насыщения. Так как эмиссия электронов на концах катода меньше, чем в середине, то плотность объёмного заряда в пространстве около концов катода получается меньше, чем в средней части. Поэтому при повышении U_a режим насыщения наступает не сразу по всей длине катода, а сначала на его концах, вследствие чего нарастание анодного тока уменьшается, а затем постепенно распространяется и на середину катода.

Влияние падения потенциала вдоль катода. Ток накала, проходящий по катоду прямого накала, создаёт падение потенциала по длине его, вследствие чего потенциалы различных точек катода неодинаковы и постепенно увеличиваются от отрицательного конца катода к его положительному концу. Из-за этого потенциал анода относительно разных участков катода различен. Если общая точка цепей накала и анода взята на отрицательном зажиме катода и потенциал анода относительно этой точки равен U_a (напряжение анодной батареи), а разность потенциалов на концах катода равна U_n , то относительно положительного конца катода потенциал анода равен $(U_a - U_n)$, относительно середины нити $U_a - \frac{1}{2} U_n$ и т. д.

В результате действительная характеристика всегда идёт несколько ниже теоретической, рассчитанной по формуле $I_a =$

$$= g U_a^{\frac{3}{2}}.$$

Особенно сильные расхождения получаются:

1) в нижней части характеристики, так как при увеличении U_a от нуля, пока $U_a < U_n$ электроны на анод поступают не со всего катода, и только при $U_a > U_n$ анодный ток создаётся электронами, вылетающими со всей длины катода;

2) в верхней части характеристики переход к режиму насыщения устанавливается не сразу для всей длины катода; в то время как потенциал анода относительно отрицательного конца катода достигает значения напряжения насыщения $U_{нас}$, ток с положительного конца катода ещё далёк от режима насыщения, так как потенциал анода относительно этого конца катода равен только $U_{нас} - U_n$. Режим насыщения устанавливается постепенно по длине катода, начиная с отрицательного конца его, вследствие чего характеристика плавно, а не резко переходит из восходящей своей части в пологую область режима насыщения.

Область насыщения на характеристике

Причиной отличия действительных характеристик от теоретических в области насыщения является эффект Шоттки, в результате которого ток насыщения не остаётся постоянным, а

постепенно увеличивается при увеличении U_a . Этот эффект особенно сильно проявляется у активированных, в частности, у оксидных катодов, в силу причин, детально разобранных в гл. 3. На рис. 7.4 показан примерный вид характеристик $I_a = f(U_a)$ в области насыщения для разных катодов. Как видно из этих кривых, получение пологого участка в режиме насыщения у оксидных катодов невозможно из-за сильного эффекта Шоттки для этих катодов.

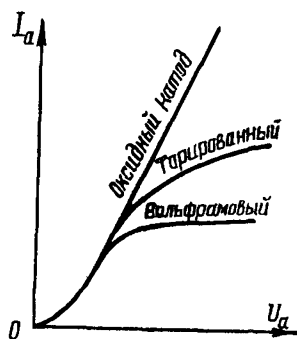


Рис 7.4

Все разобранные выше явления приводят к тому, что в ряде случаев действительные характеристики $I_a = f(U_a)$ отличаются от теоретических, определяемых законом степени $3/2$. Нижнюю часть характеристики (при малых U_a) обычно можно достаточно точно выразить законом квадратичной зависимости, т.е. считать, что в этой области $I_a = cU_a^2$, где c — некоторая постоянная. Восходящая часть характеристики вследствие плавного перехода в область насыщения спрямляется и на значительной длине этого участка увеличение анодного тока идёт прямо пропорцио-

нально увеличению U_a . Так как этот участок в характеристике является наиболее значительным, то часто для упрощения расчётов считают всю характеристику прямолинейной и приближённо представляют её уравнением $I_a = SU_a$.

Вследствие различия в размерах электродов, получающегося в процессе производства ламп одного и того же типа, действительные характеристики этих ламп иногда значительно отличаются друг от друга. Поэтому для суждения о свойствах готовых конструкций ламп обычно используют экспериментально получаемые характеристики, а теоретические формулы применяют для предварительных подсчётов при проектировании и конструировании ламп.

§ 7.2. Статические параметры двухэлектродной лампы

Для двухэлектродной лампы основной характеристикой является зависимость $I_a = f(U_a)$. Имея эту характеристику, можно решить вопрос о качествах лампы, необходимых для наиболее выгодной работы её в той или иной схеме.

Двухэлектродная лампа в большинстве случаев работает в схеме тем лучше, чем меньше напряжение на аноде, необходимое для получения определённой величины анодного тока. Это требование сводится, очевидно, к получению более крутой характеристики $I_a = f(U_a)$, или к тому, чтобы ток насыщения в лампе получался при возможно меньшем напряжении насыщения $U_{нас}$.

Из рис. 7.5 видно, что в точке А крутизна кривой (тангенс угла α) определяется отношением величины изменения тока анода ΔI_a к величине соответствующего изменения напряжения на аноде ΔU_a , полученных как разности токов и напряжений двух точек на восходящем участке характеристики:

$$S = \frac{I_{a2} - I_{a1}}{U_{a2} - U_{a1}} = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_a} = \operatorname{tg} \alpha. \quad (7.3)$$

При сближении этих точек мы получим в пределе истинную крутизну в заданной точке

$$S = \frac{dI_a}{dU_a}. \quad (7.4)$$

Обычно крутизна характеристики определяется в середине прямолинейного участка характеристики.

Как показывают ф-лы (7.3) и (7.4) крутизна имеет размерность проводимости. На практике принято выражать крутизну числом миллиампер на один вольт.

Аналитическое выражение для крутизны в заданной точке получим, дифференцируя уравнение тока I_a (формулу закона степени 3/2) по U_a ,

$$S = \frac{dI_a}{dU_a} = \frac{3}{2} 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a^2 \beta^2} U_a^{1/2}. \quad (7.5)$$

Полученное выражение показывает, что величина крутизны тем больше, чем меньше расстояние от катода до анода и чем больше действующая поверхность анода. Так как последняя зависит от рабочей длины катода, которая различна для разных накалов, то отсюда следует, что крутизна характеристик $I_a = f(U_a)$, снятых при разных накалах катода, должна быть различна (см. характеристики рис. 6.1)

Важным параметром двухэлектродной лампы является её внутреннее сопротивление переменному току. Если напряжение на аноде лампы изменяется на ΔU_a вольт и вследствие этого анодный ток изменяется на ΔI_a ампер, то внутреннее сопротивление лампы равно

$$R_i = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a}, \text{ ом}. \quad (7.6)$$

Внутреннее сопротивление двухэлектродной лампы переменному току в данной точке характеристики определяется уравнением

$$R_i = \frac{dU_a}{dI_a} = \frac{1}{\frac{3}{2} g U_a^{1/2}} = \frac{1}{S}. \quad (7.7)$$

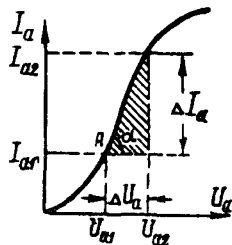


Рис. 7 5

Величина внутреннего сопротивления является постоянной только для прямолинейного участка характеристики; в местах же изгиба характеристики R_i меняется; чем меньше крутизна характеристики, тем больше R_i .

От внутреннего сопротивления необходимо отличать сопротивление лампы постоянному току, которое определяется по формуле

$$R_0 = \frac{U_a}{I_a} = \frac{U_a}{gU_a^{1/2}}. \quad (7.8)$$

Из сравнения величин R_i и R_0 следует, что в любой точке теоретической характеристики $R_i = \frac{2}{3} R_0$.

§ 7.3. Мощность, рассеиваемая на аноде. Конструкции анодов

Во время снятия характеристик двухэлектродной лампы при достаточно больших токах обычно наблюдается разогревание анода, которое при дальнейшем увеличении напряжения на аноде может сделаться очень сильным и привести к расплавлению анода. Причиной этого разогревания является бэмбардировка анода поступающими на него электронами. Быстро-летящие электроны, ударяясь о поверхность анода, передают свою кинетическую энергию частицам материала анода, и вызываемое этим ускорение движения молекул и атомов материала анода, т. е. увеличение количества теплоты в нём, проявляется как повышение температуры.

Кинетическая энергия падающего на анод электрона равна работе, затраченной электрическим полем анода на перенос заряда электрона с катода на анод,

$$\frac{mv^2}{2} = eU_a. \quad (7.9)$$

Если на анод поступает в 1 сек n электронов, то их энергия, превращающаяся на аноде в тепло, равна neU_a . Так как $ne = I_a$, то энергия, выделяющаяся на аноде в виде тепла за 1 сек. т. е. мощность, будет равна

$$P_a = I_a U_a. \quad (7.10)$$

Полученная формула показывает, что мощность, теряемая в анодной цепи лампы, как и для металлического проводника, выражается произведением тока на разность потенциалов, действующих на концах проводника. Существенное различие между лампой и проводником заключается, однако, в том, что металлический проводник нагревается и рассеивает потребляемую им мощность по всей своей длине, в то время как в лампе местом рассеивания тепла является только анод.

Величина мощности, излучаемой одним квадратным сантиметром поверхности нагретого анода, определяется по закону Стефана—Больцмана

$$P_{aq} = \zeta \sigma T^4, \quad (7.11)$$

где ζ — коэффициент лучеиспускания, σ — постоянная Больцмана.

Этот закон, будучи полностью справедлив для абсолютно чёрного тела, для других тел соблюдается лишь приблизительно, с достаточной, однако, для технических расчётов точностью. Значение коэффициента лучеиспускания различно для разных металлов и зависит главным образом от строения или состояния поверхности металла. Обработка поверхности изменяет её лучеиспускательные свойства; это видно на следующем примере: для абсолютно чёрного тела $\zeta = 1$, железо оксидированное имеет $\zeta = 0,95$, то же железо с белой поверхностью имеет $\zeta = 0,35$ и, наконец, при высокой полировке поверхности железа его коэффициент лучеиспускания уменьшается до 0,25.

При установившемся тепловом режиме анода мощность, выделяющаяся на аноде при прохождении тока в анодной цепи, равняется мощности, излучаемой поверхностью анода; поэтому из ф-лы (7.11) следует, что если взять одинаковые по размерам аноды и нагружать их так, что удельные нагрузки (мощность на 1 см^2) их будут равны, то температуры нагрева этих анодов будут зависеть от лучеиспускательных свойств их поверхностей.

На рис. 7.6 приведены кривые, дающие зависимость удельной мощности лучеиспускания от температуры различных материалов, применяемых для изготовления анодов. Сравнение этих кривых показывает, что аноды с чёрной поверхностью, приближающиеся по своим свойствам к абсолютно чёрному телу, являются

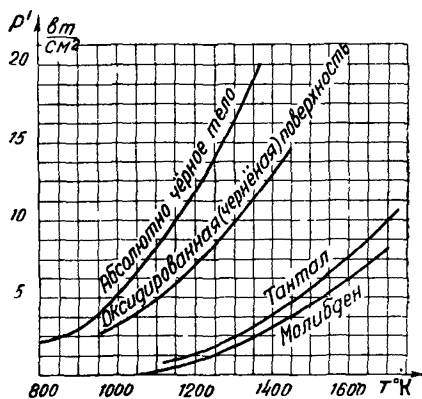


Рис. 7.6

наиболее выгодными, так как при заданной величине P'_a они нагреваются до значительно меньшей температуры, чем аноды с белой поверхностью. При одинаковой допустимой температуре нагрева чёрные аноды могут рассеивать значительно большую мощность, чем аноды белые.

Допустимая температура нагрева анода зависит от физических свойств металла, из которого изготовлен анод. Чем выше температура плавления металла, тем большую рабочую темпе-

ратуру, вообще говоря, можно допустить для анода из этого металла. На практике повышение температуры анода ограничивается опасностью выделения газа из металла при чрезмерном его нагреве.

Чтобы обезопасить лампу от ухудшения вакуума, могущего произойти во время работы лампы из-за разогрева её электродов, необходимо «обезгазить» электроды лампы заранее при её изготовлении. С этой целью во время откачки воздуха из лампы прогревают её электроды; для более полного удаления газа следует нагревать электроды сильнее, но при больших температурах начинается интенсивное испарение металла, что и препятствует применению очень высоких температур в процессе тренировки анода. Ясно, что допустимая при работе готовой лампы максимальная температура анода должна быть ниже той, до которой анод был нагрет во время откачки лампы.

В табл. 7.1 указаны основные данные некоторых материалов, применяемых для изготовления анодов, коэффициент лучеиспускания в области допустимых температур, наибольшая допустимая температура и соответствующая ей удельная мощность.

Таблица 7.1

Материал	ζ	$T_{\text{макс}}$	$P'_{\text{макс}}, \frac{\text{вт}}{\text{см}^2}$
Никель белый	0,20÷0,22	970÷1050	1÷1,5
Молибден белый	0,24÷0,29	1350÷1400	4÷6
Тантал белый	0,20÷0,28	1550÷1600	8÷9
Никель чёрный	0,52÷0,60	950÷1050	2,8÷4,2
Графит	0,68÷0,80	950÷1050	4÷6

Из указанных в табл. 7.1 материалов изготавливаются аноды ламп с естественным охлаждением электродов.

В лампах с активированными, в частности с оксидными, катодами допустимая температура нагрева анода определяется не свойствами материала анода, а условиями нормальной работы катода. Анод, нагретый до высокой температуры, путём лучеиспускания подогревает катод, который вследствие этого перегревается и может потерять эмиссию. Поэтому для обеспечения нормальной работы катода наибольшая температура анода должна быть значительно ниже температуры катода.

Так, например, в лампах с оксидными катодами, рабочая температура которых равна 1000 ÷ 1100°K, нагрев анода допускается только до 600 ÷ 650°K. В этих случаях наиболее выгодным оказывается применение чёрных анодов, которые делаются

или из графита или из чёрного никеля. Процесс чернения поверхности никелевых анодов заключается в том, что тщательно очищенные аноды отжигаются в парах бензола с водородом и на поверхности их получается тонкий чёрный слой соединений никеля с углеродом. При указанных допустимых температурах ($600 \div 650^\circ\text{K}$) удельная нагрузка чёрных анодов равна $0,45 \div 0,6 \text{ вт/см}^2$, т. е. в 2 — 3 раза больше, чем у обычных белых анодов при этих температурах.

Величина полной максимальной мощности $P_{a \text{ макс}}$, которую может рассеять анод без вреда для себя или для лампы в целом, зависит от допустимой удельной нагрузки анода и от размеров его поверхности

$$P_{a \text{ макс}} = P'_{a \text{ макс}} Q_{a0}.$$

Здесь под Q_{a0} следует подразумевать всю поверхность охлаждения анода, за исключением поверхности, обращённой к катоду.

Для увеличения $P_{a \text{ макс}}$ при заданной температуре нагрева анода или для снижения температуры анода при определённой величине $P_{a \text{ макс}}$ очень часто прибегают к увеличению поверхности охлаждения анода путём устройства добавочных, продольных рёбер на основном теле анода. Примером такой конструкции может служить анод кенотрона 5Ц4С (рис. 7.7). Другой способ увеличения поверхности охлаждения анода состоит в изготовлении анода из густой металлической сетки. Расчёт показывает, что в таком сетчатом аноде поверхность охлаждения в $2 \div 2,5$ раза больше, чем у сплошных анодов, если расстояния между проволоками сетки, из которых сделан анод, равны диаметру этих проволок. Применение сетчатых анодов в лампах выгодно и в том отношении, что при таких анодах значительно улучшается охлаждение всех других электродов, в частности, сеток, находящихся внутри анода.

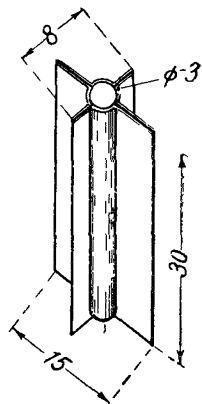


Рис. 7.7

§ 7.4. Типы двухэлектродных ламп и их применение

Диоды для выпрямления переменного тока

Двухэлектродные лампы (кенотроны) применяются для выпрямления переменного тока, т. е. для преобразования его в постоянный ток. На рис. 7.8 показана принципиальная схема однополупериодного выпрямителя. В цепи анода лампы последовательно включены источник переменного тока и некоторое сопротивление R , являющееся потребителем энергии выпрямленного тока. Так как в цепи анода проходит пульсирующий ток (в те моменты, когда анод заряжен положительно относи-

тельно катода), то для выравнивания отдельных импульсов параллельно нагрузке R подключается конденсатор C . Конденсатор быстро заряжается во время прохождения тока через кенотрон, и медленно разряжается на сопротивление R остальное время, поддерживая таким образом непрерывный ток в цепи нагрузки.

Напряжение на конденсаторе C и ток в нагрузочном сопротивлении R изменяются согласно кривой $ABDF$ (рис. 7.9). Ток через кенотрон (кривая MNP) протекает только в тот промежуток времени, когда мгновенное напряжение на зажимах анод-

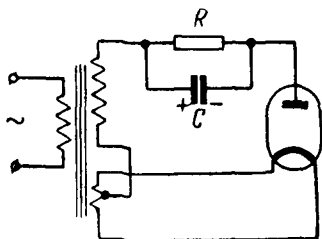


Рис. 7.8

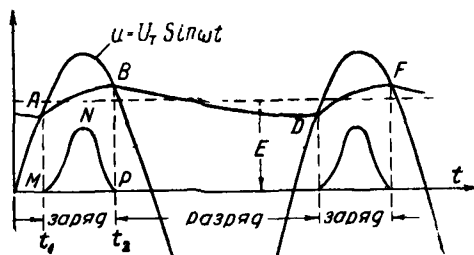


Рис. 7.9

ного трансформатора больше напряжения на зажимах конденсатора; как видно из кривых, этот промежуток времени меньше полупериода.

Постоянная составляющая этих импульсов, т. е. выпрямленный ток, определяется формулой

$$I_0 = \int_{t_1}^{t_2} i_a dt,$$

где t_1 и t_2 — отсчёты времени, соответствующие началу и концу прохождения отдельного импульса тока в анодной цепи (рис. 7.9).

Вследствие того, что в анодной цепи кенотрона проходит пульсирующий ток, напряжение на зажимах конденсатора не строго постоянно, а пульсирует, следовательно, ток в нагрузке, кроме постоянной составляющей, имеет и переменные составляющие (гармоники, начиная с первой). Для большего ослабления этих переменных составляющих, что необходимо для получения строго постоянного тока в цепи нагрузки, на практике вместо конденсатора C применяют фильтр, состоящий из конденсаторов большой ёмкости C , C_1 и дросселя L с большой индуктивностью (рис. 7.10). Фильтр ослабляет переменные составляющие тока тем сильнее, чем выше частота их, так как с увеличением частоты гармоник растёт сопротивление дросселя и уменьшается ёмкостное сопротивление шунтирующих нагрузочную цепь конденсаторов C и C_1 .

Относительно падения напряжения в кенотроне необходимо заметить, что во время прохождения тока через кенотрон, когда напряжение U_T трансформатора и U_c (напряжение на конденсаторе) противоположны по направлению, напряжение на зажимах кенотрона равно

$$u_a = u_T - U_c$$

и представляет сравнительно небольшую величину.

Во время отсутствия тока, когда анод заряжен отрицательно относительно катода, напряжения U_T и U_c оказываются

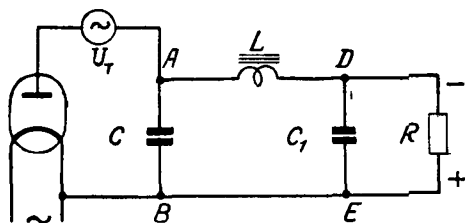


Рис. 7.10

включёнными последовательно в анодной цепи кенотрона и на зажимах катод—анод кенотрона будет напряжение

$$u_a = u_T + U_c.$$

Это напряжение при малом токе нагрузки может превышать амплитуду приложенного напряжения почти в два раза, и кенотрон должен быть рассчитан на то, чтобы выдержать его, не допуская возникновения тока обратного направления из-за плохой изоляции между электродами или плохого вакуума.

Кроме однополупериодной схемы кенотронного выпрямителя, на практике находит также применение ряд более сложных схем, обладающих лучшими техническими показателями: двухполупериодная схема, схема удвоения и др. Условия работы кенотронов в различных схемах несколько различаются, однако во всех случаях основными величинами, определяющими назначение и возможность использования кенотрона, являются: 1) наибольшее обратное напряжение $U_{обр}$, которое кенотрон может выдержать; 2) наибольшее мгновенное значение анодного тока $I_{a макс}$, которое может быть получено в кенотроне и которое определяется током эмиссии катода; 3) номинальное падение напряжения U_n , при котором анодный ток в лампе достигает значения не ниже $I_{a макс}$; 4) максимальная мощность, рассеиваемая анодом при продолжительной работе; 5) напряжение накала катода.

В табл. 7.2 указаны основные из этих величин для некоторых кенотронов, изготавливаемых в СССР.

Таблица 7.2

Наименование типа	Число анодов	Катод	U_n в	I_n а	$I_{ам}$ ма	$U_{обр}$ кв	$I_{выпр}$ ма	$P_{ам}$ вт
1Ц11П	1	Окс. прям. нак.	1,2	0,2	2	20	0,3	—
5Ц3С	2	» » »	5	3	750	1,7	230	—
5Ц4С	2	» косв. »	5	2	375	1,35	125	—
5Ц8С	2	» » »	5	5	1200	1,7	420	30
5Ц12П	1	» » »	5	0,77	350	5,0	50	5,0
6Ц4П	2	» » »	6,3	0,6	300	1,0	72	3,0
6Ц15С	2	» » »	6,3	1,43	375	1,35	120	—
В1-0,1/40	1	Карбид. прям. нак.	5	6	750	40	100	75

Кенотроны небольшой мощности для выпрямления невысоких напряжений (до 1000 в) делаются как одноанодными, так и комбинированными двуханодными. Сдвоенные кенотроны очень удобны для применения в двухполупериодных выпрямителях и поэтому широко используются в современной радиоприёмной и измерительной аппаратурах. Для выпрямления высоких напряжений все кенотроны (и малой, и большой мощности) делаются одноанодными, так как в двуханодной конструкции трудно обеспечить достаточно хорошую изоляцию друг от друга выводов анодов, между которыми разность потенциалов равна двойному выпрямляемому напряжению.

Система креплений электродов в кенотронах должна обеспечить необходимую прочность и жёсткость всей конструкции. В высоковольтных кенотронах крепления катода и анода и выводы от этих электродов делаются обычно с противоположных сторон баллона лампы. На одной стороне (в общий цоколь) выводы устраиваются только в кенотронах с небольшим рабочим напряжением на аноде (не свыше 1000 в).

Кенотроны используются, как правило, для выпрямления переменного тока промышленной частоты (50 гц). В последнее время получили также распространение кенотроны, предназначенные для преобразования импульсных напряжений в постоянное. Подобные кенотроны (например 1Ц11П) находят применение главным образом для питания анодов телевизионных трубок и поэтому отличаются большой величиной выпрямленного напряжения (десятки киловольт) при чрезвычайно малой величине выпрямленного тока (десятки — сотни микроампер), а также экономичностью катода и малой междуэлектродной ёмкостью.

Высокочастотные диоды

Двухэлектродные лампы используются в радиоэлектронной аппаратуре для преобразования токов высокой частоты в токи низких частот (для выделения низкочастотного сигнала), процесс этот называется детектированием¹⁾. Простейшая схема диодного детектора повторяет принципиальную схему однополупериодного выпрямителя и показана на рис. 7.11. При приёме радиотелефонной передачи на зажимах конденсатора, включённого в приёмный контур, напряжение изменяется согласно кривой рис. 7.12а, вследствие чего ток через диод проходит в виде выпрямленных высокочастотных импульсов с переменной амплитудой (рис. 7.12б). Благодаря фильтрующему действию конденсатора C через сопротивление R проходит средний ток (постоянная составляющая высокочастотных импульсов), изменяющийся по низкой, звуковой частоте, по какой изменяется амплитуда принимаемого высокочастотного тока. На зажимах сопротивления R получается переменное напряжение звуковой частоты (рис. 7.12в), передаваемое для дальнейшего усиления к следующим лампам приёмника.

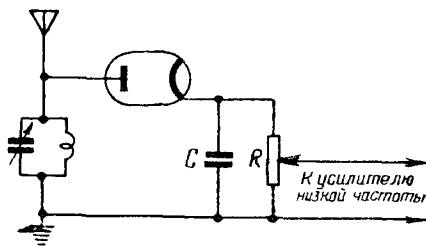


Рис. 7.11

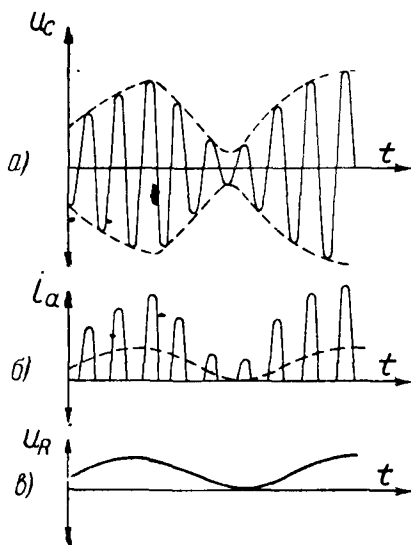


Рис. 7.12

Для детектирования применяют лампы с малым рабочим напряжением на аноде и с небольшим анодным током.

Детекторные диоды имеют электроды небольших размеров и поэтому малые внешние размеры и малую междуэлектродную ёмкость. Очень распространённой является конструкция двойного диода, в котором внутри баллона помещены две двухэлектродные системы с подогревными катодами. Нити подогрева катодов соединены вместе для общего питания, но сами

¹⁾ О применении диодов для преобразования частоты см. § 13.4.

катоды часто делаются отдельными, что позволяет разнообразно использовать такие лампы в различных радиоприёмных схемах.

В табл. 7.3 указаны параметры некоторых отечественных высокочастотных диодов.

Таблица 7.3

Наименование типа	Число анодов	Катод	$U_{нв}$	$I_{на}$	$I_{амма}$	$\frac{S}{мав}$	$C_{акпф}$
2Д1С	1	Окс. косв. нак.	2,3	0,4	—	0,9	0,25
6Д6А	1	» » »	6,3	0,15	70	6	3
6Х2П	2	» » »	6,3	0,3	90	6	3,8
6Х6С	2	» » »	6,3	0,3	50	2	4,0

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ТРИОДЕ

§ 8.1. Характеристики анодного тока в триоде

Статические характеристики триода

Для использования электронной лампы в качестве усилителя или генератора переменных токов в лампу, кроме катода и анода, вводится третий электрод — сетка, помещаемый между катодом и анодом. По своему назначению сетка может быть названа управляющим электродом, так как при помощи потенциала сетки можно изменять величину анодного тока. Если подвести к зажимам сетка—катод трёхэлектродной лампы переменное напряжение, то между сеткой и катодом создаётся изменяющееся электрическое поле, которое то ускоряет движение электронов сквозь сетку к аноду (при положительном напряжении сетки), то замедляет, тормозит это движение (при отрицательном напряжении сетки). В результате этого в зависимости от потенциала сетки изменяется количество электронов, проходящих сквозь сетку к аноду, т. е. изменяется величина анодного тока. Следовательно, при помощи сетки мы управляем анодным током, изменяя плотность электронного тока, идущего от катода на анод.

Величина анодного тока в трёхэлектродной лампе зависит от температуры катода, анодного напряжения и напряжения сетки. Поскольку в рабочих схемах лампа работает всегда при постоянном напряжении накала катода, то основными зависимостями, определяющими эффективность использования лампы, выбор её рабочего режима и т. д., являются зависимости анодного тока от напряжений сетки и анода. Значительным усложнением в работе триода по сравнению с двухэлектродной лампой является то, что во всех случаях работы триода в усилительных или генераторных схемах действующее на сетке переменное напряжение, изменяя анодный ток, всегда вызывает, как мы покажем в дальнейшем, изменение потенциала анода относительно катода. Это происходит потому, что в анодную цепь лампы всегда включается какое-либо сопротивление, на котором изменяющийся анодный ток создаёт переменное напряжение.

Следовательно, анодный ток изменяется под действием двух одновременно изменяющихся напряжений: напряжения сетки U_c и напряжения анода U_a . Изучение этой сложной двойной зависимости $I_a = f(U_c, U_a)$ удобно провести в такой последовательности: сначала рассмотрим зависимость анодного тока триода

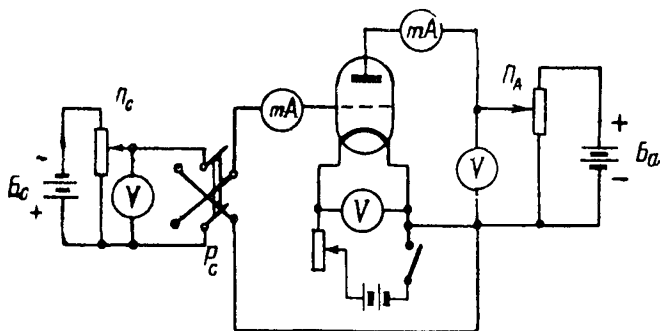


Рис 8 1

только от напряжения сетки, считая, что потенциал анода остаётся постоянным; точно так же можно изучить зависимость анодного тока от анодного напряжения, считая постоянным потенциал сетки. Эти зависимости и соответствующие им характеристики и параметры называются *статическими*, поскольку они определяют режимы, в которых или U_a , или U_c остаются неизменными.

Изучив статические характеристики анодного тока и тока в цепи сетки, мы в дальнейшем (в гл. 10) рассмотрим характеристики и параметры триода, показывающие и учитывающие зависимость анодного тока от двух одновременно изменяющихся напряжений U_c и U_a .

Статические характеристики триода $I_a = f(U_c)$ при $U_a = \text{const}$ или $I_a = f(U_a)$ при $U_c = \text{const}$ можно экспериментально получить при помощи схемы, изображённой на рис. 8.1. Цепи накала и анода в этой схеме собраны так же, как и в схеме испытания двухэлектродной лампы. Приборы и реостаты, включённые в эти цепи, дают возможность регулировать и поддерживать постоянным, в случае надобности, режим питания катода и анода. В цепи сетки включена батарея E_c через потенциометр P_c , при помощи которого можно изменять напряжение сетки относительно катода; двухполюсный переключатель P_c позволяет подавать на сетку положительное или отрицательное напряжение. Цепи анода и сетки при испытаниях подключают к отрицательному зажиму катода, потенциал которого условно считают равным нулю.

Анодно-сеточные характеристики триода

Установим нормальный накал катода испытуемой лампы (по вольтметру в цепи накала) и нормальное рабочее напряжение на аноде; подадим на сетку напряжение $U_c = 0$. При этих условиях в цепи анода установится некоторый ток. Если при помощи потенциометра P_c на сетку подавать, постепенно увеличивая, отрицательное напряжение, то ток в анодной цепи будет уменьшаться и при некотором напряжении сетки совершенно прекратится. Если, наоборот, подавать на сетку положительное напряжение, то ток анода будет увеличиваться, пока не достигнет максимального значения $I_{a.m.}$, равного току насыщения¹⁾. Для получения полной картины изменения анодного тока в зависимости от напряжения сетки снимают характеристики $I_a = f(U_c)$, начиная от $I = 0$ до $I_a = I_{a.m.}$

При положительных напряжениях сетки в её цепи протекает ток.

На рис. 8.2 изображены кривые, полученные при подобном испытании трёхэлектродной лампы.

Сняв одну характеристику $I_a = f(U_c)$ при нормальном (типовом для данной лампы) анодном напряжении, установим другое значение анодного напряжения. например, больше нормального, и снимем точно таким же образом вторую характеристику. Мы увидим, что теперь при тех же напряжениях сетки, как и для первой характеристики, ток анода устанавливается большей величины. Чтобы прекратить теперь ток анода, сделать его равным нулю, на сетку лампы надо задать отрицательное напряжение, большее, чем в первом случае. Характеристика начнётся левее первой, и ток достигнет максимального значения при меньшем положительном напряжении сетки. Следовательно, увеличение анодного напряжения сдвинет характеристику $I_a = f(U_c)$ влево.

При уменьшении анодного напряжения характеристика, очевидно, будет располагаться правее начальной, так как при меньшем U_a величина анодного тока при одинаковом напряжении сетки устанавливается меньшая.

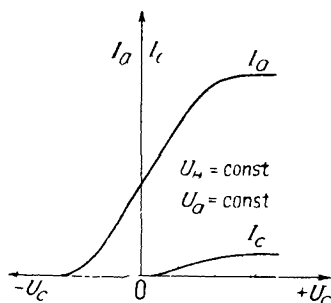


Рис. 8.2

¹⁾ В современных лампах с активированными катодами достичь режима насыщения обычно не удаётся и прекращение роста анодного тока при увеличении положительного напряжения сетки обуславливается перераспределением токов (см. следующую главу).

Несколько характеристик, снятых при разных анодных напряжениях, составляют семейство характеристик $I_a = f(U_c)$, которые мы будем сокращённо называть *анодно-сеточными характеристиками*. Такое семейство характеристик изображено на рис. 8.3.

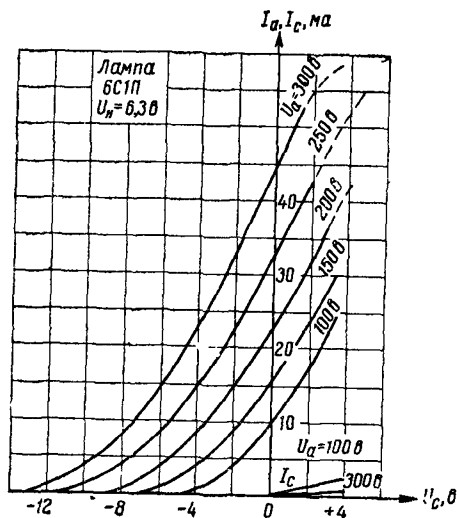


Рис. 8.3

Величина максимального анодного тока при разных анодных напряжениях получается, как правило, различная: кривые показывают, что большему напряжению анода соответствует больший ток.

На рис. 8.3, кроме характеристик $I_a = f(U_c)$, представлены также характеристики сеточного тока, показывающие, как изменяется ток сетки при изменении U_c при разных постоянных значениях U_a . Эти зависимости называют *сеточными характеристиками* $I_c = f(U_c)$. Они на-

глядно показывают, что ток сетки растёт с увеличением положительного напряжения сетки, но чем больше анодное напряжение, тем ток сетки меньше.

Анодные характеристики

Зависимость анодного тока от напряжения анода можно исследовать в той же схеме испытания триода, которая используется для снятия характеристик $I_a = f(U_c)$ (рис. 8.1). Для этого, поддерживая напряжение накала катода и выбранное значение напряжения сетки постоянными, изменяют постепенно анодное напряжение от нуля до наибольшего допустимого в испытываемой лампе значения U_a и отмечают получающиеся значения анодного тока. Затем повторяют те же наблюдения при другом постоянном напряжении сетки, затем при третьем и т. д.

Откладывая по оси абсцисс значения U_a и по оси ординат соответствующие найденные значения анодного тока, строят характеристику $I_a = f(U_a)$ для одного постоянного напряжения сетки, затем для другого и т. д. (рис. 8.4). В итоге получается семейство характеристик $I_a = f(U_a)$, которое называют *семейством анодных характеристик*.

Эти характеристики так же, как и семейство $I_a = f(U_c)$, используются для изучения основных свойств трёхэлектродной лампы. Особенно удобными эти кривые оказываются при изучении режимов триода, имеющих место при работе его в схемах усилителей и генераторов (гл. 10).

Рассмотрим более подробно это семейство.

При напряжении сетки, равном нулю, характеристика $I_a = f(U_a)$ начинается от начала координат, т. е. при $U_a = 0$, и ток анода равен нулю. С увеличением анодного напряжения анодный ток увеличивается, и характеристика его, подобно характеристике диода, идёт на значительном участке почти прямолинейно до наступления тока насыщения.

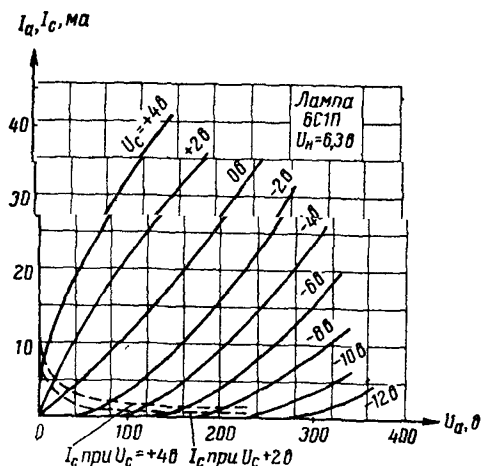


Рис. 8.4

Если на сетку задано какое-либо отрицательное напряжение $U_c < 0$, то характеристика анодного тока начинается не от $U_a = 0$, а правее начала координат. Происходит это потому, что отрицательно заряженная сетка не пропускает электронов от катода к аноду, пока последний имеет небольшое положительное напряжение. Чтобы создать анодный ток при наличии на сетке некоторого отрицательного напряжения, надо к аноду приложить положительное напряжение, достаточно большое, чтобы преодолеть тормозящее действие отрицательно заряженной сетки.]

Очевидно сдвиг характеристики $I_a = f(U_a)$ вправо тем больше, чем выше значение отрицательного напряжения, приложенного к сетке.

Если на сетке установлено постоянное положительное напряжение, то характеристики располагаются левее характеристики, снятой при $U_c = 0$, начинаясь подобно ей из начала координат (рис. 8.4).

Зависимость тока сетки от анодного напряжения показана на том же рис. 8.4 пунктирными кривыми, снятыми при соответствующих постоянных положительных напряжениях сетки. Эти кривые (мы будем называть их *сеточно-анодными характеристиками*) наглядно показывают, что с увеличением анодного напряжения ток сетки уменьшается.

§ 8.2. Электрическое поле в триоде

В трёхэлектродной лампе количество электронов, уходящих от катода к сетке и к аноду, зависит от пространственного заряда около катода и, следовательно, от степени ослабления поля этого заряда электрическим полем участка катод-сетка. Очевидно только в том случае, когда это поле является для электронов ускоряющим, тормозящее действие пространственного заряда около катода ослабляется и некоторое количество электронов проходит к аноду, создавая анодный ток. Если между катодом и сеткой ускоряющего поля нет, то под действием сильного пространственного заряда почти все электроны (за исключением имеющих весьма большие начальные скорости) возвращаются обратно к катоду. Если, наконец, в пространстве катод — сетка создаётся тормозящее поле, усиливающее действие пространственного заряда, то все электроны затормаживаются около катода и анодный ток равен нулю. Электрическое поле, получающееся между катодом и сеткой, зависит и от сеточного и от анодного напряжений. При изменении хотя бы одного из них изменяется воздействие поля на участке катод—сетка на пространственный заряд у катода (изменяется степень ослабления его поля), вследствие чего изменяется величина тока в цепях анода и сетки.

Для лучшего уяснения управляющего действия сетки рассмотрим картины электрических полей, получающихся от совместного действия напряжений сетки и анода в междуэлектродном пространстве триода. Картины эти, снятые при помощи электролитической ванны, не учитывают

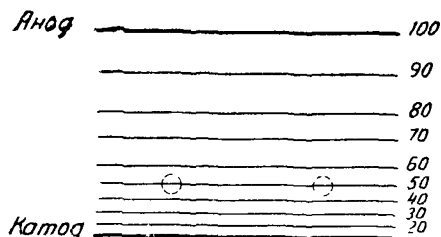


Рис. 85

действия пространственного заряда, образующегося в лампе, когда её катод накалиён. Но так как действие пространственного заряда наиболее сильно сказывается вблизи катода, где создаётся минимум потенциала (в пространстве же около витков сетки проявление пространственного заряда

значительно слабее), то мы можем, не делая грубых ошибок, использовать эти картины полей для изучения движения электронов от катода к аноду.

Все нижеприводимые картины электрических полей сняты в диаметральной сечении ламп с цилиндрическим анодом, спиральной сеткой и подогревным катодом.

На рис. 8.5 показано при помощи эквипотенциальных линий электрическое поле между катодом и анодом такой лампы, получающееся в случае отсутствия сетки. Потенциал анода взят

равным 100 единицам (например 100 в); потенциалы точек пространства на эквипотенциальных линиях указаны в тех же единицах. Пунктиром показано место расположения проводов сетки; из рисунка видно, что в этом месте потенциал точек пространства равен 50.

Если на сетку, помещённую в указанном месте, подать потенциал 50 в, то при условии, что витки сетки достаточно тонкие, картина поля в лампе очевидно не изменится. Условимся называть потенциал, устанавливающийся в плоскости сетки, когда сетка отсутствует, *нормальным потенциалом*. Величина нормального потенциала зависит от конструкции лампы, расстояний сетки и анода от катода и от анодного потенциала.

В лампе плоско-параллельной конструкции, когда плотность пространственного заряда $\rho = 0$, потенциал в междуэлектродном пространстве изменяется линейно и величина нормального потенциала равна:

$$U_{\text{норм}} = \frac{r_c}{r_a} U_a, \quad (8.1a)$$

где r_c — расстояние от катода до сетки,

r_a — расстояние от катода до анода.

В лампе цилиндрической конструкции при $\rho = 0$ потенциал в междуэлектродном пространстве изменяется по логарифмическому закону $U = \text{const} \ln \frac{r}{r_k}$ и величина нормального потенциала определится выражением

$$U_{\text{норм}} = \frac{\ln \frac{r_c}{r_k}}{\ln \frac{r_a}{r_k}} U_a. \quad (8.16)$$

Здесь r_k , r_c , r_a — радиусы катода, сетки, анода соответственно.

Итак, при подаче на сетку потенциала, равного нормальному потенциалу, конфигурация поля в лампе такая же, как в лампе, у которой сетка удалена (при условии, что витки сетки достаточно тонкие).

Если сетку, помещённую в указанном месте, присоединить непосредственно к катоду, то картина электрического поля резко изменится (рис. 8.6). Сетка будет иметь в этом случае потенциал, равный нулю, благодаря чему потенциалы всех точек пространства около витков сетки снизятся по сравнению с режимом, когда сетки не было. Эквипотенциальные линии поля искривляются, показывая изменение распределения потенциала в междуэлектрод-

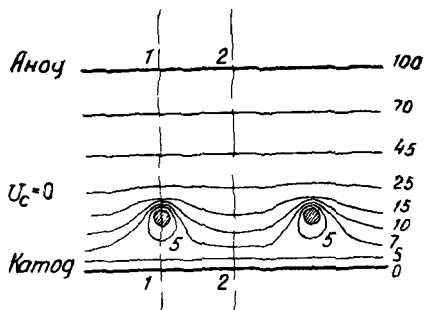


Рис. 8.6

ном пространстве. По данным поля рис. 8.6 на рис. 8.7 построен кривые распределения потенциала; кривая 1 — для направления от катода к аноду по линии 1—1, проходящей через провод сетки (рис. 8.6), и кривая 2 — по линии 2—2, проходящей посреди между витками сетки; на этом же графике пунктирной кривой представлено распределение потенциала для поля рис. 8.5, т. е. для случая, когда сетки нет. Из сравнения кривых 3 и 2 видно, что разность потенциалов между катодом и поверхностью, в которой лежат витки сетки, уменьшается (вместо 50 в теперь имеется только 12,5 в) и, следовательно, уменьшается напряжённость

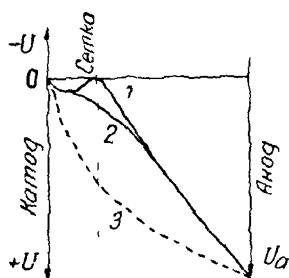


Рис. 87

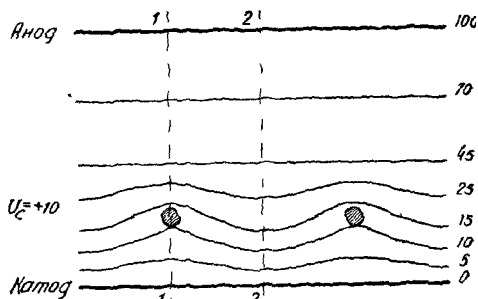


Рис. 88

ускоряющего поля в этом пространстве. Количество электронов (величина тока), проходящее под действием этого поля между витками сетки к аноду, ограничено действием пространственного заряда, создающего у катода минимум потенциала. По линии 1—1, т. е. перед витком сетки, создаётся, как показывает кривая 1 (рис. 8.7), тормозящее поле, вследствие чего до витков сетки дойдут только немногие электроны, вылетевшие с катода с большими начальными скоростями; большая же часть электронов прошедших минимум потенциала у катода в направлениях, близких к линии 1—1 (рис. 8.6), отклоняется от витка под действием тормозящего поля и, собираясь в узкий пучок, проходит к аноду между витками сетки.

Если на сетку подать положительный потенциал относительно катода, то потенциал во всех точках междуэлектродного пространства повысится. На рис. 8.8 показано электрическое поле для той же системы электродов при $U_a = 100$ в и $U_c = +10$ в. Разность потенциалов между катодом и поверхностью, в которой лежат витки сетки, повысилась теперь до 17÷18 в, вследствие чего уменьшилось противодействие пространственного заряда и величина анодного тока должна увеличиться. Ускоряющее поле образуется теперь и в направлении от катода прямо к витку сетки (потенциал непрерывно повышается от нуля до +10 в) и, следовательно, в цепи сетки установится некоторый ток. Но, как видно из картины рис. 8.8, градиент поля в направлении 1—1

меньше, чем по линии 2—2, и поэтому электронный ток на сетку значительно меньше, чем на анод.

При подаче на сетку отрицательного по отношению к катоду потенциала напряжённость ускоряющего поля в пространстве катод — сетка сильно уменьшается. На рис. 8.9 представлена картина поля тех же электродов при $U_a = 100$ в и $U_c = -10$ в, из которой видно, что в этом случае ускоряющая разность потенциалов между катодом и поверхностью, в которой лежат витки сетки, равна в среднем только 8 в. Ток в анодной цепи вследствие этого мал; в цепи сетки тока нет совсем, так как вокруг каждого витка сетки создаётся сильное тормозящее поле. Распределение потенциала в этом режиме для тех же двух направлений (одно через виток, другое посередине между витками) показано на рис. 8.10а.

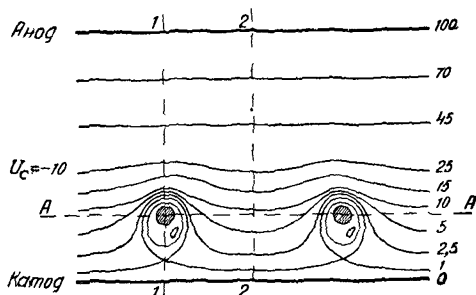


Рис. 8.9

На рис. 8.10б представлено построенное на основании картины поля рис. 8.9 распределение потенциала в плоскости витков сетки между двумя витками, показывающее, что в пространстве

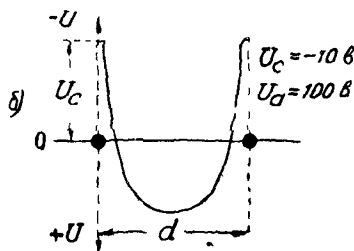
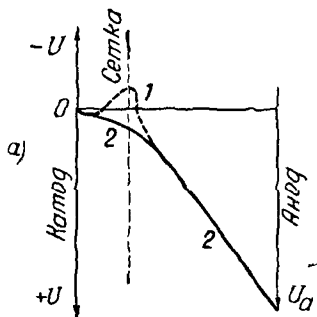


Рис. 8.10

между витками потенциал не остаётся постоянным и наиболее резко меняется около витков сетки.

Сравнивая между собой картины электрических полей рис. 8.6, 8.8 и 8.9, можно установить:

- 1) в пространстве сетка — анод при разных U_c поля очень мало отличаются одно от другого;
- 2) изменение потенциала сетки очень сильно изменяет электрическое поле в пространстве катод — сетка;

3) прямое воздействие поля сетки на электроны,двигающиеся от катода, проявляется только в узком пространстве непосредственно под витками сетки;

4) в пространстве между витками сетки создается результирующее поле, действием которого определяется количество электронов, идущих к аноду и составляющих анодный ток.

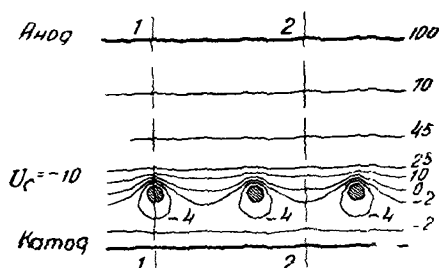


Рис. 8.11

Величина и форма этого результирующего поля зависят не только от величин потенциалов анода и сетки, но и от конструкции электродов, в частности, от густоты сетки. Поясним последнее положение следующей иллюстрацией. На рис. 8.11 представлена картина построения, отличающегося от предыдущего только густотой сетки: расстояние между витками сетки в новой лампе взято в полтора раза меньше, чем в прежней. Потенциалы анода и сетки были установлены такие же, как для рис. 8.9: $U_a = 100$ в и $U_c = -10$ в. Сравнивая поля рис. 8.10 и 8.11, мы видим, что в случае более густой сетки действие отрицательного потенциала её проявляется более сильно: в пространстве между витками густой сетки создается тормозящее поле с минимумом потенциала около -2 в, в то время как в лампе с редкой сеткой при тех же значениях U_a и U_c потенциал возрастал от нуля до $+8$ в, т. е. поле было ускоряющим. В лампе с редкой сеткой при указанном режиме в анодной цепи небольшой ток будет, в лампе с густой сеткой электроны не смогут преодолеть тормозящего потенциала -2 в и тока в анодной цепи не будет.

Рассматривая картину поля в лампе с редкой сеткой (рис. 8.10), мы видим, что эквипотенциальные линии положительного потенциала анода как бы «провисают» сквозь отрицательно заряженную сетку; положительный потенциал анода, действуя сквозь сетку, создает в пространстве катод—сетка ускоряющее поле.

В лампе с густой сеткой это проникновение анодного поля сквозь сетку значительно слабее; густая сетка лучше экранирует катод от воздействия на него анодного поля. Рисунок 8.11 поясняет, что при густой сетке анодное поле проникает между витками сетки на очень небольшую глубину, вследствие чего поле почти во всем пространстве катод—сетка определяется в основном потенциалом сетки. Можно сказать, что густая сетка имеет меньшую *проницаемость* для анодного поля, чем редкая сетка.

Если сетка не очень редкая, то результирующее поле окрестности катода близко к однородному при всех напряжениях сетки, и

чина от положительных значений и вплоть до такого отрицательного значения, при котором анодный ток становится равным нулю или, как говорят, лампа запирается. На практике всегда стремятся получить именно такую конфигурацию поля у катода, так как она обеспечивает относительно равномерный отбор тока от катода и резкое запираение лампы. Расчёт и измерения показывают, что для получения достаточно однородного поля у катода шаг сетки h_c не должен превосходить удвоенного расстояния сетки от катода r_c : $h_c \leq 2r_c$.

§ 8.3. Действующее напряжение

Картины электрического поля, рассмотренные в § 8.2, показывают, что под воздействием напряжений сетки и анода в междупродном пространстве лампы создаётся результирующее электрическое поле, от величины которого зависит величина тока в анодной цепи. Для более удобной количественной оценки зависимости анодного тока от напряжений сетки и анода можно считать, что результирующее поле у катода создаётся некоторым эквивалентным или, как его называют, *действующим напряжением*, приложенным к одному из электродов лампы и равноценным по своему действию на электроны суммарному действию напряжений сетки и анода.

Обычно полагают, что это эквивалентное напряжение приложено и действует в плоскости витков сетки.

Основанная на этих представлениях теория триода была впервые разработана М. А. Бонч-Бруевичем ¹⁾.

Анализируя картины поля, представленные на рис. 8.6 ÷ 8.11, мы видим, что результирующее поле около катода, определяющее количество электронов, уходящих от катода, является, вообще говоря, неоднородным. Но при достаточно густой сетке можно с известным приближением поле у катода считать однородным и заменить совместное действие анода и сетки, имеющих потенциалы U_a и U_c , действием сплошной проводящей поверхности, расположенной на месте сетки и имеющей потенциал, равный действующему потенциалу U_d . Таким образом, вводя понятие о действующем потенциале, мы заменяем триод эквивалентным диодом, у которого анод помещён на месте сетки триода. Эквивалентными эти лампы будут очевидно тогда, когда анодный ток диода будет равен току, идущему от катода триода.

Вычислить величину действующего напряжения U_d можно, исходя из того соображения, что количество электронов, уходящих от катода, зависит от напряжённости электрического поля у ка-

¹⁾ М. А. Бонч-Бруевич. «Основания технического расчёта пустотных катодных реле малой мощности», журнал «Радиотехника», № 7, 1919 г. Его же «К теории триода», ТИТБП № 10, 1921 г.

тогда и, следовательно, в эквивалентном диоде и в триоде напряжённость поля у катода должна иметь одну и ту же величину.

Рассмотрим сначала случай, когда ток, идущий через лампу, так мал, что пространственным зарядом можно пренебречь, т. е. считать, что $\rho = 0$. В этом случае напряжённость поля у катода пропорциональна заряду, индуктированному на катоде всеми другими заряженными электродами. В триоде заряд на катоде индуктируется одновременно от сетки и анода; поэтому, обозначая через $C_{ск}$ ёмкость между сеткой и катодом и через $C_{ак}$ ёмкость между анодом и катодом (рис. 8.12а), имеем для триода

$$q_1 = C_{ск}U_c + C_{ак}U_a.$$

В эквивалентном диоде ёмкость между анодом диода и катодом обозначим через C (рис. 8.12б) и величина заряда, индуктированного на катоде диода, будет равна

$$q_d = CU_d.$$

Приравнивая друг к другу, согласно условию эквивалентности ламп, заряды q_d и q_1 , получим

$$CU_d = C_{ск}U_c + C_{ак}U_a. \quad (8.2)$$

Для нахождения величины C используем то обстоятельство, что величина U_d непосредственно определяется для случая, когда потенциал сетки равен нормальному потенциалу $U_{норм}$. В этом случае и величина действующего потенциала имеет такое же значение $U_d = U_{норм}$. Например, для плоско-параллельного триода U_d равно

$$U_d = U_{норм} = \frac{r_c}{r_a} U_a.$$

Подставив это выражение для U_d в (8.2), найдём, что для плоско-параллельного триода

$$C \frac{r_c}{r_a} U_a = C_{ск} \frac{r_c}{r_a} U_a + C_{ак} U_a.$$

Отсюда

$$C = C_{ск} + \frac{r_a}{r_c} C_{ак}. \quad (8.3a)$$

С другой стороны, ёмкость эквивалентного диода C равна сумме ёмкости сетка—катод $C_{ск}$ и ёмкости C' поверхности, заполняющей зазоры между витками сетки (рис. 8.13).

$$C = C_{ск} + C'.$$

Сравнивая это выражение с (8.3а), видим, что ёмкость C' равна ёмкости анод—катод, увеличенной в $\frac{r_a}{r_c}$. Это объясняется тем, что при плоско-параллельной конструкции величина ёмкости

обратно пропорциональна расстоянию между обкладками конденсатора. Так как анод расположен от катода значительно дальше, чем сетка, то ёмкость C' поверхности, заполняющей зазоры между витками сетки, оказывается значительно больше, чем ёмкость $C_{ак}$.

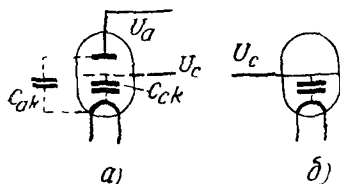


Рис. 8.12

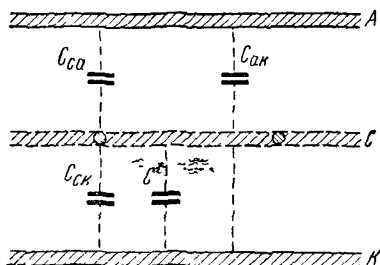


Рис. 8.13

Для цилиндрического триода найдём подобным же образом, что

$$C = C_{ск} + \frac{\ln \frac{r_a}{r_k}}{\ln \frac{r_c}{r_k}} C_{ак}. \quad (8.36)$$

В общем случае можно написать

$$C = C_{ск} + \chi C_{ак}, \quad (8.4a)$$

где для плоско-параллельной конструкции

$$\chi = \frac{r_a}{r_c} \quad (8.46)$$

и для цилиндрической конструкции

$$\chi = \frac{\ln \frac{r_a}{r_k}}{\ln \frac{r_c}{r_k}}. \quad (8.4b)$$

Соотношение (8.4a) между ёмкостью эквивалентного диода C и ёмкостями триода $C_{ск}$ и $C_{ак}$ найдено для случая, когда $U_a = U_{норм}$. Но очевидно это соотношение остаётся справедливым и при любых других напряжениях, если только можно пренебречь действием пространственного заряда, так как электростатические ёмкости при $\rho = 0$ не зависят от потенциалов.

Подставив соотношение для C из (8.4а) в (8.2), найдём выражение для действующего потенциала в следующем виде:

$$U_{\partial} = \frac{U_c + \frac{C_{ак}}{C_{ск}} U_a}{1 + \kappa \frac{C_{ак}}{C_{ск}}}.$$

Отношение ёмкостей $\frac{C_{ак}}{C_{ск}}$ называется *проницаемостью лампы* и обозначается через D . Окончательно получим

$$U_{\partial} = \frac{U_c + D U_a}{1 + \kappa D}. \quad (8.5а)$$

Проницаемость лампы $D = \frac{C_{ак}}{C_{ск}}$ всегда меньше единицы. В тех случаях, когда сетка очень густая, проницаемость $D \ll 1$; пренебрегая величиной κD по сравнению с единицей, получим упрощённое выражение для действующего напряжения

$$U_{\partial} = U_c + D U_a. \quad (8.5б)$$

Имея в виду, что действующий потенциал по нашему условию приложен к сплошной поверхности, расположенной на месте сетки триода, можно это уравнение пояснить следующим образом. Напряжение сетки U_c , будучи приложено к аноду эквивалентного диода, действует в пространстве около катода так же, как в триоде, и поэтому оно входит целиком в величину действующего потенциала. Действие анодного напряжения в пространстве катод—сетка ослаблено по сравнению с потенциалом сетки, во-первых, потому, что анод отстоит от катода дальше, чем сетка, и, во-вторых, потому, что сетка экранирует пространство около катода от воздействия анодного потенциала, как мы это видели на картинах электрического поля в § 8.2. Поэтому анодное напряжение входит в величину действующего потенциала не целиком, а умноженным на коэффициент D , меньший единицы. Проницаемость лампы D показывает, следовательно, как надо уменьшить анодный потенциал при «переносе» (при пересчёте) его с анода на сетку, чтобы результирующее поле в пространстве катод—сетка осталось прежним.

Если же сетка редкая, то напряжения U_c и $D U_a$ входят в величину U_{∂} , поделёнными на величину $(1 + \kappa D)$. Это показывает, что одно и то же напряжение U_c наводит на катоде меньший заряд в том случае, когда оно приложено к редкой сетке, чем тогда, когда оно приложено к сплошной поверхности анода эквивалентного диода, имеющей по отношению к катоду ёмкость C , большую ёмкости $C_{ск}$ на величину $\kappa C_{ак}$.

Формула (8.5а) справедлива в том случае, когда потенциал катода принят равным нулю. Если $U_{\kappa} \neq 0$, то выражение для действующего напряжения имеет другой вид. В этом случае заряд, наводимый на катоде триода, равен

$$q_T = C_{c\kappa}(U_c - U_{\kappa}) + C_{a\kappa}(U_a - U_{\kappa}).$$

Заряд, наводимый на катоде эквивалентного диода,

$$q_d = C(U_d - U_{\kappa}) = (C_{c\kappa} + \kappa C_{a\kappa})(U_d - U_{\kappa}).$$

Так как заряды на катоде q_T и q_d должны быть равны, то

$$(C_{c\kappa} + \kappa C_{a\kappa})(U_d - U_{\kappa}) = C_{c\kappa}(U_c - U_{\kappa}) + C_{a\kappa}(U_a - U_{\kappa}).$$

Отсюда

$$U_d = \frac{U_c + DU_a + D(\kappa - 1)U_{\kappa}}{1 + \kappa D}.$$

Величину $D(\kappa - 1)$ называют обратной проницаемостью и обозначают D_R

$$D(\kappa - 1) = D_R \text{ или } \kappa D = D + D_R. \quad (8.6)$$

Можно показать, что обратная проницаемость D_R равна отношению ёмкостей $C_{a\kappa}$ и C_{ca} : $D_R = \frac{C_{a\kappa}}{C_{ca}}$ подобно тому, как проницаемость $D = \frac{C_{a\kappa}}{C_{c\kappa}}$. Обратная проницаемость D_R сравнивает электростатическое воздействие катода на анод с аналогичным воздействием сетки на анод.

Окончательно выражение для действующего напряжения получает вид

$$U_d = \frac{U_c + DU_a + D_R U_{\kappa}}{1 + D + D_R}. \quad (8.7)$$

Нетрудно заметить, что (8.7) отличается от выражения (8.5а), справедливого при $U_{\kappa} = 0$, лишь дополнительным членом в числителе $D_R U_{\kappa}$, а знаменатели в (8.5а) и (8.7) различаются только по форме. При $U_{\kappa} = 0$ ф-ла (8.7) переходит в (8.5а).

Полученные выражения для действующего напряжения не учитывают влияния пространственного заряда в лампе, который, как мы видели выше, изменяет распределение потенциала в междуэлектродном пространстве и, следовательно, должен тем самым вызвать изменение величины действующего напряжения.

Найдём выражение для действующего напряжения при наличии пространственного заряда в лампе.

Рассмотрим плоско-параллельный триод в режиме пространственного заряда. Если сетка из лампы удалена, то эквипотенциальные поверхности электрического поля имеют вид парал-

лельных плоскостей, а потенциал в междуэлектродном пространстве изменяется, как в диоде, по закону $U = U_a \left(\frac{x}{r_a} \right)^{4/3}$ [см. ф-лу (6.10)]. Величина потенциала в плоскости сетки в данном случае равна: $U_{норм} = U_a \left(\frac{r_c}{r_a} \right)^{4/3}$. Сравнивая это выражение с (8.1а), мы видим, что пространственный заряд уменьшает величину нормального потенциала сетки. Используя (8.2), найдём, что

$$C \cdot U_a \left(\frac{r_c}{r_a} \right)^{4/3} = C_{ck} U_a \left(\frac{r_c}{r_a} \right)^{4/3} + C_{ak} U_a,$$

$$C = C_{ck} + \left(\frac{r_a}{r_c} \right)^{4/3} C_{ak}.$$

Сравнивая эти выражения с (8.3а), мы видим, что в данном случае соотношение между ёмкостью эквивалентного диода C и ёмкостями триода C_{ck} и C_{ak} изменилось. Выражение для C можно, как и при $\rho = 0$, написать в виде $C = C_{ck} + \kappa C_{ak}$, однако величина κ будет уже другая

$$\kappa = \left(\frac{r_a}{r_c} \right)^{4/3}. \quad (8.8a)$$

В цилиндрическом триоде в режиме пространственного заряда потенциал при $U_c = U_{норм}$ изменяется по закону $U = \text{const } (\beta^2 r)^{2/3}$ (§ 6.2) и, как нетрудно найти, величина κ будет равна

$$\kappa = \left(\frac{\beta_a^2}{\beta_c^2} \frac{r_a}{r_c} \right)^{2/3}, \quad (8.8б)$$

где

$$\beta_a^2 = f \left(\frac{r_a}{r_k} \right) \text{ и } \beta_c^2 = f \left(\frac{r_c}{r_k} \right).$$

Выражение для действующего напряжения (8.5а)

$$U_d = \frac{U_c + DU_a}{1 + \kappa D}$$

остаётся очевидно справедливым и при наличии пространственного заряда, если только условиться подставлять в него соответствующее значение κ из (8.8а) или (8.8б).

Формула (8.5а) для случая $\rho \neq 0$ впервые была получена Г. А. Гринбергом¹⁾ (несколько другим способом).

Заметим, что выражения для κ при наличии пространственного заряда (8.8а, б) справедливы, строго говоря, лишь при относительно высоких положительных напряжениях сетки, близ-

¹⁾ Г. А. Гринберг, «К теории тока через триоды», ЖТФ, т. XII, вып. 8, 1942 г.

ких к нормальному потенциалу $U_{норм} = \frac{1}{\kappa} U_a$, когда можно считать, что потенциал в междуэлектродном пространстве триода изменяется приблизительно так же, как в соответствующем диоде. Выражения для κ (8.46, в), выведенные для случая $\rho = 0$ в работающем триоде с накалившимся катодом, практически можно использовать при больших отрицательных напряжениях сетки, близких к запирающему $U_{сзап}$, когда ток через лампу невелик и пространственный заряд почти не искажает распределение потенциала в лампе (за исключением области, лежащей в непосредственной близости от эмитирующего электроны катода).

При промежуточных значениях напряжения сетки $U_c < U_c < U_{норм}$ величина κ изменяется в зависимости от U_c . Например, в плоско-параллельном триоде она принимает значения лежащие в пределах $\frac{r_a}{r_c} < \kappa < \left(\frac{r_a}{r_c}\right)^{4/3}$. Поскольку обычно отношение $\frac{r_a}{r_c}$ в триодах имеет величину, равную $3 \div 4$, то при изменении напряжения сетки в указанных пределах величина κ изменяется примерно на 60% от своего значения κ_0 при $\rho = 0$. Однако при малых D это изменение κ можно обычно не учитывать; при этом ошибка в вычислении не превосходит $(10 \div 15)\%$ при $D = \frac{1}{25}$ и $(2 \div 3)\%$ при $D = \frac{1}{100}$.

§ 8.4. Закон степени 3/2 для триода

Уравнение анодного тока в триоде

Заменив трёхэлектродную лампу эквивалентным диодом, к аноду которого приложено действующее напряжение U_d , можно, применяя к этому диоду закон степени 3/2, написать $I_{a \text{ диода}} = gU_d^{3/2}$. В силу эквивалентности диода трёхэлектродной лампе это уравнение определяет и величину электронного тока в триоде. Так как U_d действует в плоскости сетки, то этим уравнением определяется не только анодный ток, но и весь поток электронов, идущий от катода или, точнее, из пространственного заряда, расположенного около катода, к аноду и сетке. Обозначая этот ток через I_κ , имеем

$$I_\kappa = I_a + I_c = gU_d^{3/2} = g \left[\frac{U_c + DU_a}{1 + \kappa D} \right]^{3/2}. \quad (8.9)$$

Относительно коэффициента g этой формулы отметим следующее. Для эквивалентного диода этот коэффициент равен $g = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_{a2}}{r^2 \beta^2}$, где Q_{a2} — поверхность анода и r — расстоя-

ние от анода до катода в этом диоде. Согласно нашим условиям r равняется расстоянию от катода до сетки в триоде, которое обозначим через r_c ; длину же анода эквивалентного диода следует взять равной длине анода триода l_a , так как в триоде большая часть тока I_κ поступает на анод и определяется, конечно, длиной анода, а не сетки. На основании этих соображений для случая цилиндрической конструкции g равняется

$$g = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{2\pi r_c l_a}{r_c^2 \beta^2} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_c^2 \beta^2}.$$

Умножая числитель и знаменатель этого выражения на r_a (радиус анода триода), получим

$$g = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{2\pi r_a l_a}{r_a r_c \beta^2} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a r_c \beta^2}, \quad (8.10)$$

где β^2 является известной функцией отношения $\frac{r_c}{r_a}$.

Выражение (8.10), как показывает опыт, остаётся справедливым и для плоских электродов; конечно, в этом случае $\beta^2 = 1$ и Q_a — действующая поверхность анода.

Следовательно, окончательно закон степени $3/2$ для триода выражается формулой

$$I_\kappa = I_a + I_c = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a r_c \beta^2} \left[\frac{U_c + DU_a}{1 + \chi D} \right]^{3/2}. \quad (8.11)$$

Этой формулой определяется суммарный электронный ток, идущий от катода и распределяющийся между анодом и сеткой. В тех случаях, когда ток сетки очень мал по сравнению с анодным током или равен нулю (это имеет место, например, в усилительных лампах, в которых рабочий режим обычно выбирается при отрицательных потенциалах сетки), этой формулой можно пользоваться для определения I_a . В случаях же, когда ток сетки пренебречь нельзя, необходимо вычисляемый по этой формуле ток I_κ разделить на составляющие его токи I_a и I_c (гл. 9).

Отклонение характеристик от закона степени $3/2$

Статические характеристики анодного тока трёхэлектродной лампы, рассмотренные в § 8.1, могут быть выражены уравнением (8.11), если в выражении действующего напряжения этого уравнения считать переменным одно какое-либо напряжение U_c или U_a , а другое принять за постоянную величину.

Анодно-сеточная характеристика $I_a = f(U_c)$ в своей левой части, лежащей в области отрицательных потенциалов (участок АВ на кривой рис. (8.14), может быть выражена уравнением $I_a = g(U_c + \text{const})^{3/2}$; правому участку этой характеристики, со-

ответствующему положительным U_c , это уравнение не удовлетворяет из-за того, что часть электронов из общего тока ответвляется теперь в цепь сетки.

Из семейства анодных характеристик $I_a = f(U_a)$ только кривые, снятые при $U_c \leq 0$, выражаются уравнением вида $I_a = g(\text{const} + DU_a)^{3/2}$; кривые, снятые при $U_c > 0$, не соответствуют этому уравнению, что весьма наглядно видно по самим кривым (рис. 8.4).

Относительно отклонений действительных характеристик триода от теоретического закона $^{3/2}$ (имеются в виду, конечно, только режимы при $U_c \leq 0$) нужно указать, что все приведённые в § 7.1 причины расхождения практических характеристик с теоретическими в двухэлектродной лампе имеют место и проявляются точно таким же образом и в трёхэлектродной лампе. Не повторяя разбора этих причин, дополнительно остановимся ещё только на одном явлении, специфичном для триода.

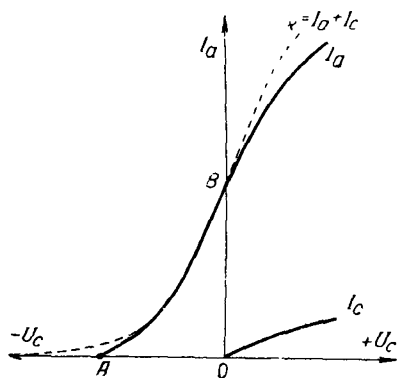


Рис. 8.14

Заменяя триод эквивалентным диодом, мы считаем, что анод этого диода — сплошная проводящая поверхность — имеет во всех своих точках одинаковый потенциал U_a . На самом же деле распределение потенциала как в плоскости витков сетки (рис. 8.10б), так и вообще в пространстве катод—сетка (в плоскостях, параллельных поверхности катода) неравномерно. Картины электрического поля показывают, что при отрицательных потенциалах сетки (рис. 8.9) положительное ускоряющее поле анода, проникая сквозь витки сетки, действует не по всей длине катода, а только на отдельных участках его, так как участки катода, расположенные непосредственно под витками сетки, подвергаются более сильному прямому воздействию на них отрицательного сеточного напряжения. Электроны с катода на анод идут не равномерно распределённым по всей длине катода потоком, а уходят только с отдельных участков катода, подвергающихся воздействию ускоряющего результирующего поля. На катоде образуются, как говорят, «островки», дающие большее количество электронов в общий ток, чем участки катода, расположенные под витками сетки. Явление образования островков возникает при больших отрицательных U_c и сильно проявляется в тех случаях, когда расстояние между витками велико ($d > 2r_c$), т. е. чем реже сетка и чем, следовательно, больше проницаемость

лампы. Математический анализ показывает, что в результате образования островков характеристика анодного тока в нижней своей части идёт не по закону $3/2$, а зависит от напряжения в степени $5/2$. На рис. 8.14 показана характеристика $I_a = f(U_c)$, соответствующая теоретическому закону $3/2$ (сплошная кривая AB); в нижней части кривой пунктиром показана форма получающейся на практике характеристики. Чем реже сетка в лампе, тем длиннее получается левый «хвост» у характеристики и тем больший требуется отрицательный потенциал на сетке, чтобы прекратить анодный ток.

Следует указать, что удлинение начальной части характеристики в сторону больших отрицательных U_c может происходить ещё за счёт *краевого эффекта*. Если сетка в лампе сделана недостаточно длинной и не закрывает концов катода, то электроны двигаются к аноду, обходя сетку с краёв. Эта часть анодного тока (обычно, весьма небольшая) не управляется сеточным потенциалом и может проходить в анодной цепи даже при очень больших отрицательных напряжениях на сетке.

Из теоретической характеристики $I_a = gU_d^{3/2}$ следует, что $I_a = 0$ при $U_d = U_c + DU_a = 0$. Отсюда запирающее напряжение сетки (точка A на рис. 8.14) $U_{c, зап} = -DU_a$. Однако в силу указанных выше причин начало характеристики обычно лежит несколько левее начала теоретической кривой закона степени $3/2$.

§ 8.5. Статические параметры триода

Параметры анодной цепи триода

Параметрами трёхэлектродной лампы называются некоторые постоянные величины, при помощи которых устанавливается связь между токами анодной и сеточной цепей триода и напряжениями, действующими в этих цепях. Так как при работе триода в качестве усилителя или генератора электрических колебаний полезный эффект, получаемый от лампы, определяется переменной составляющей, т. е. изменениями анодного тока (и в некоторых схемах сеточного тока), то параметры должны связывать изменения анодного и сеточного токов с изменениями анодного и сеточного напряжений или, что то же самое, переменные токи с переменными напряжениями в этих цепях.

Анодный ток является функцией двух напряжений U_c и U_a

$$I_a = f_1(U_c, U_a). \quad (8.12)$$

Следовательно, для этого тока можно написать выражение полного дифференциала в виде

$$dI_a = \frac{\partial I_a}{\partial U_c} dU_c + \frac{\partial I_a}{\partial U_a} dU_a. \quad (8.13)$$

В случае работы лампы как усилителя в таком режиме, что изменения тока не выходят за пределы прямолинейных участков статических характеристик (т. е. изменения токов прямо пропорциональны изменениям напряжений), от бесконечно малых изменений можно перейти к конечным изменениям, иначе говоря, к переменным составляющим токов и напряжений в цепи анода и ур-ние (8.13) переписать так:

$$i_{a\sim} = \frac{\partial I_a}{\partial U_c} u_{c\sim} + \frac{\partial I_a}{\partial U_a} u_{a\sim}, \quad (8.14)$$

где через $i_{a\sim}$, $u_{a\sim}$ и $u_{c\sim}$ обозначены мгновенные значения переменных составляющих соответствующих токов и напряжений.

В ур-нии (8.14) коэффициенты, стоящие при напряжениях, имеют размерность проводимости; так как эти коэффициенты определяют связь между изменениями токов и изменениями напряжений в лампе, то они могут быть взяты в качестве необходимых нам параметров. Укажем физический смысл этих коэффициентов.

Частная производная $\frac{\partial I_a}{\partial U_c}$ определяет зависимость анодного тока от напряжения на сетке при постоянном анодном напряжении; этот параметр называется *крутизной* анодно-сеточной характеристики лампы и обозначается буквой S

$$S = \frac{\partial I_a}{\partial U_c}. \quad (8.15)$$

Крутизна характеристики показывает величину изменения анодного тока при изменении сеточного напряжения на один вольт при постоянном напряжении анода; измеряется крутизна характеристики в $\frac{ma}{v}$.

Геометрически параметр S определяет крутизну подъёма, или наклон анодно-сеточной характеристики $I_a = f(U_c)$, как тангенс угла, образуемого касательной к этой характеристике с осью абсцисс, чем и обусловлено название этого параметра. Так как характеристика $I_a = f(U_c)$ вообще не прямолинейна, то крутизна характеристики S различна в разных точках характеристики.

Крутизна характеристики зависит от размеров электродов лампы. При отрицательных потенциалах сетки ток анода $I_a = g(U_c + DU_a)^{3/2}$; взяв производную от I_a по U_c , найдём выражение для крутизны характеристики

$$S = \frac{\partial I_a}{\partial U_c} = \frac{3}{2} g (U_c + DU_a)^{1/2} = 3.5 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a r_c \beta^2} (U_c + DU_a)^{1/2}. \quad (8.16)$$

Из полученной формулы видно, что S увеличивается при увеличении действующей поверхности анода и при уменьшении расстояний между электродами. В современных усилительных трёх-

электродных лампах величина крутизны характеристики имеет значения от $1 \frac{ma}{v}$ до $40 \div 50 \frac{ma}{v}$.

Частная производная $\frac{\partial I_a}{\partial U_a}$ показывает зависимость анодного тока от анодного напряжения при постоянном напряжении на сетке. По своему физическому смыслу этот параметр есть не что иное, как проводимость участка анод—катод в лампе. Так как анодная цепь в усилительной ступени является, как правило, выходной цепью, в которой получается усиленный сигнал, то эту проводимость принято называть *выходной проводимостью* лампы. На практике для усилительных и генераторных ламп обычно пользуются в качестве параметра анодной цепи не выходной проводимостью, а обратной ей величиной, называемой *внутренним сопротивлением* лампы и равной

$$R_i = \frac{\partial U_a}{\partial I_a}. \quad (8.17)$$

Внутреннее сопротивление измеряется в омах, для чего в ф-ле (8.17) надо анодное напряжение U_a брать в вольтах, а ток I_a — в амперах.

Величина внутреннего сопротивления в трёхэлектродных лампах зависит от размеров электродов и рабочего режима лампы и колеблется для разных типов ламп от $400 \div 500 \text{ ом}$ до $60\,000 \div 70\,000 \text{ ом}$.

Геометрически внутреннее сопротивление равно котангенсу угла наклона анодной характеристики $I_a = f(U_a)$ к оси абсцисс. Величина, обратная внутреннему сопротивлению, т. е. выходная проводимость $\frac{1}{R_i} = \frac{\partial I_a}{\partial U_a}$, есть крутизна анодной характеристики $I_a = f(U_a)$ при постоянном напряжении сетки и равняется тангенсу угла, образуемого анодной характеристикой с осью абсцисс.

Внутреннее сопротивление лампы R_i следует рассматривать как сопротивление лампы переменному току.

Проницаемость D была введена при рассмотрении действующего напряжения трёхэлектродной лампы. Она равняется отношению ёмкости $C_{ак}$ к ёмкости $C_{ек}$ и показывает, как уменьшается из-за экранирующего действия сетки электростатическое воздействие анода на катод.

Проницаемость лампы может быть также определена как отношение некоторого изменения напряжения сетки dU_c к такому изменению анодного напряжения dU_a , которое равноценно по своему воздействию на анодный ток. Возьмём уравнение анодного тока $I_a = gU_a^{3/2}$; дифференцируя его, получим

$$dI_a = \frac{3}{2} g U_a^{1/2} (dU_c + D dU_a), \quad (8.18)$$

откуда видно, что изменение анодного тока определяется изменениями напряжений сетки и анода.

Если анодный ток при одновременном действии dU_c и dU_a не изменяется и $dI_a = 0$, то из (8.18) получим: $dU_c + DdU_a = 0$, отсюда

$$D = - \left. \frac{dU_c}{dU_a} \right|_{I_a = \text{const}} \quad (8.19a)$$

При условии $dI_a = 0$ приращения dU_a и dU_c должны иметь противоположные знаки, следовательно, D является величиной существенно положительной, что впрочем вытекает и из основного определения проницаемости, как отношения ёмкостей $C_{ак}$ и $C_{ек}$. Поэтому в (8.19a) обычно берётся абсолютное значение отношения приращений

$$D = \left| \frac{dU_c}{dU_a} \right|_{I_a = \text{const}} \quad \text{или} \quad D = \left| \frac{\partial U_c}{\partial U_a} \right|. \quad (8.196)$$

На основании ф-лы (8.19a) можно сказать, что проницаемость показывает, какому приращению напряжения на сетке равноценно по воздействию на анодный ток приращение анодного напряжения на один вольт.

Так как в усилительных лампах проницаемость D всегда меньше 1, то из ф-лы (8.19a) следует, что приращение анодного напряжения на один вольт действует на анодный ток так же, как приращение напряжения на сетке на некоторую, обычно очень небольшую долю вольта. Число, показывающее, во сколько раз сильнее действует сеточное напряжение на анодный ток по сравнению с анодным напряжением, называется *коэффициентом усиления лампы* μ . Если изменение напряжения на сетке dU_c изменяет анодный ток так же, как изменение анодного напряжения dU_a , то

$$\mu = \left| \frac{dU_a}{dU_c} \right|_{I_a = \text{const}} \quad \text{или} \quad \mu = \left| \frac{\partial U_a}{\partial U_c} \right|. \quad (8.20)$$

Коэффициент усиления показывает, какому приращению анодного напряжения равноценно по своему воздействию на анодный ток приращение напряжения на сетке на один вольт.

Сравнивая ф-лы (8.19a) и (8.20), мы видим, что в трёхэлектродной лампе коэффициент усиления есть величина, обратная проницаемости лампы $\mu = \frac{1}{D}$, и, следовательно, как и проницаемость, зависит главным образом от геометрических размеров электродов лампы.

В трёхэлектродных усилительных и генераторных лампах в зависимости от их назначения коэффициент усиления делают равным от 4 ÷ 5 до 100 (соответственно проницаемость D будет равна от 0,25 до 0,01).

Основные параметры анодной цепи трёхэлектродной лампы связаны между собой весьма простым соотношением, получившим название *уравнения параметров лампы*.

Подставляя в ур-ние (8.13) параметры S и R_i , получим

$$dI_a = S dU_c + \frac{1}{R_i} dU_a.$$

Если изменения dU_c и dU_a взяты такими, что анодный ток не изменяется ($dI_a = 0$), то

$$S dU_c + \frac{1}{R_i} dU_a = 0,$$

откуда получаем

$$\frac{1}{SR_i} = - \frac{dU_c}{dU_a} = D$$

или

$$DSR_i = 1. \quad (8.21)$$

Заменяя D через $\frac{1}{\mu}$, получим другое, часто используемое выражение, связывающее параметры лампы,

$$\mu = SR_i. \quad (8.22)$$

Формулами (8.21) и (8.22) можно пользоваться для вычисления любого из трёх параметров, входящих в них, если известны два других. При пользовании этими формулами надо измерять R_i в омах и S в $\frac{a}{b}$; если S взять в $\frac{ма}{b}$, то определяемое из этих формул значение R_i получается в килоомах.

Параметры сеточной цепи триода

Сеточный ток является функцией двух напряжений U_c и U_a

$$I_c = f_2(U_c, U_a).$$

Отсюда

$$dI_c = \frac{\partial I_c}{\partial U_c} dU_c + \frac{\partial I_c}{\partial U_a} dU_a. \quad (8.23)$$

Коэффициенты при напряжениях в ур-нии (8.23), имеющие размерность проводимости, представляют собой параметры сеточной цепи триода.

Частная производная $\frac{\partial I_c}{\partial U_c}$, входящая в ур-ние (8.23), является проводимостью участка сетка—катод, и, так как сеточная цепь служит входной цепью усилительной ступени, она на-

зывается *входной проводимостью* лампы; обратная этой проводимости величина называется *входным сопротивлением* лампы и обозначается

$$R_{\text{вх}} = \frac{\partial U_c}{\partial I_c}. \quad (8.24)$$

В режиме постоянного или низкочастотного переменного тока, когда можно не считаться с ёмкостным током, создаваемым входным напряжением через ёмкость сетка—катод, входное сопротивление лампы имеет конечное значение только при положительных напряжениях на сетке, под действием которого в цепи сетки устанавливается электронный ток. В этом случае, очевидно, входная проводимость $\frac{\partial I_c}{\partial U_c}$ геометрически представляет крутиз-

ну сеточной характеристики $I_c = f(U_c)$, показывающей зависимость тока сетки от напряжения на сетке при постоянном анодном напряжении. Входное сопротивление наших ламп в таком режиме колеблется от 10 000 до 100 000 ом.

При отрицательных напряжениях сетки электронный ток в цепи сетки равен нулю. В этом случае практически приходится считаться с небольшим по величине током утечки через сопротивление изоляции между выводами сетки и катода в цоколе лампы, которое обычно по техническим условиям имеет величину не менее $50 \div 200 \text{ Мом}$, а также с незначительными по величине ионным и термоэлектронным токами сетки (§ 9.5). Во многих случаях можно пренебречь всеми этими составляющими тока сетки и считать, что при отрицательном напряжении сетки ток в её цепи равен нулю и соответственно $R_{\text{вх}} = \infty$.

Вторым параметром сеточной цепи является проводимость $\frac{\partial I_c}{\partial U_a}$, определяющая зависимость сеточного тока от анодного напряжения при постоянном напряжении на сетке; её называют *проходной проводимостью*.

Если на аноде имеется переменное напряжение, то эта проводимость обусловлена главным образом ёмкостью между анодом и сеткой C_{ac} , которую часто называют *проходной ёмкостью*. При низких частотах, когда действием проходной ёмкости C_{ac} можно пренебречь, и при отрицательном U_c (вследствие чего $I_c = 0$) проводимость обратного действия равна, очевидно, нулю.

При положительном напряжении сетки, когда в её цепи имеется ток $I_c \neq 0$, проходная проводимость является конечной величиной, которая, как это видно из характеристик $I_c = f(U_a)$ рис. 8.4, геометрически представляет крутизну сеточно-анодной характеристики. Она имеет отрицательный знак, так как увеличение анодного напряжения вызывает уменьшение сеточного тока. Величина проходной проводимости, как видно из рис. 8.4, значительно повышается при малых анодных напряжениях и колеб-

лется от $0,01 \frac{\text{ма}}{\text{в}}$ до $1 \frac{\text{ма}}{\text{в}}$ в зависимости от рабочего режима. Проводимую, вызываемую изменением токораспределения в лампе, необходимо учитывать в тех случаях, когда лампа работает с сеточным током.

Определение по характеристикам и измерение параметров триода

Очень часто на практике приходится определять параметры по полученным при экспериментальном исследовании лампы статическим характеристикам анодного тока.

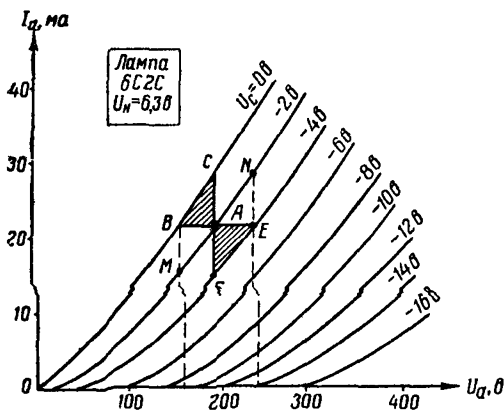


Рис. 8.15

характеристик $I_a = f(U_a)$ (рис. 8.15). Через заданную рабочую точку А, в которой надо определить параметры, проводим прямые, параллельные осям координат, до пересечения с соседними характеристиками. Получающиеся треугольники АВС и АЕF называются *характеристическими* и их катеты дают нужные для вычисления параметров изменения ΔI_a и ΔU_a . Изменение сеточного напряжения при переходе от одной вершины треугольника к другой (от F к С или от В к Е) определяется по тем значениям потенциала сетки, при которых сняты используемые характеристики (эти значения U_c указаны возле каждой кривой).

Точкам В и Е соответствует одинаковая величина тока. Следовательно, изменение анодного напряжения ΔU_a , которое мы производим, переходя из точки В в точку Е, компенсируется равноценным изменением напряжения на сетке ΔU_c . По этим данным вычисляем коэффициент усиления $\mu = \left| \frac{\Delta U_a}{\Delta U_c} \right|$ или про-

ницаемость лампы $D = \left| \frac{\Delta U_c}{\Delta U_a} \right|$.

Сравнивая точки C и F , мы видим, что в этих точках разная величина анодного тока вызвана различными значениями только сеточного потенциала, ибо анодное напряжение в точках C и F одинаково. Следовательно, крутизна характеристики $S = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_c}$.

Сравнение точек B и C , а также точек E и F , лежащих на одной кривой, т. е. имеющих один и тот же потенциал сетки, показывает, что увеличение тока при переходе от точки B к точке C или от точки F к точке E вызвано увеличением только анодного напряжения. Следовательно, внутреннее сопротивление

$$\text{равно } R_i = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a}.$$

По семейству анодно-сеточных характеристик $I_a = f(U_c)$ параметры определяют аналогичным образом. На рис. 8.16 показано необходимое для этого построение и отмечены получающиеся ΔI_a и ΔU_c . Изменение ΔU_a определяется как разность анодных напряжений, при которых сняты характеристики семейства.

Если семейство характеристик даётся только двумя кривыми, то строится один характеристический треугольник; одной из вершин треугольника является заданная точка, в которой надо определить параметры.

Определяемые по статическим характеристикам величины параметров являются некоторыми средними значениями параметров в соответствующем интервале изменений U_c и U_a . Чем меньше изменения ΔI_a , ΔU_c и ΔU_a , тем ближе определяемые величины параметров к истинным значениям параметров в заданной точке. Однако при чрезмерном уменьшении этих приращений возрастают погрешности измерений. Для более точного определения параметров лампы в заданной точке прибегают к измерению их на специальных компенсационных схемах.

Параметры лампы можно измерить также с помощью схемы, используемой для снятия статических характеристик лампы (рис. 8.1). Для этой цели, не снимая характеристик, делают измерения анодного тока, а также напряжений анода и сетки только в трёх точках, соответствующих трём вершинам характеристического треугольника ABC (рис. 8.16), позволяющего опре-

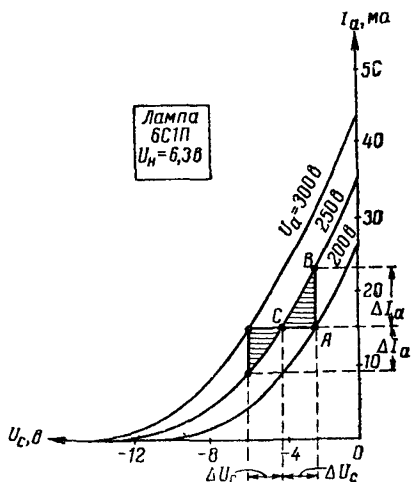


Рис. 8.16

делить все основные параметры лампы. Наблюдения можно представить в виде такой таблицы:

Отсчёты	U_a	U_c	I_a
1-й (точка A) . .	U'_a	U'_c	I'_a
2-й (» B) . . .	U''_a	U'_c	I''_a
3-й (» C) . . .	U''_a	U''_c	I'_a

Из данных первого и второго отсчётов вычисляем внутреннее сопротивление

$$R_i = \frac{U''_a - U'_a}{I''_a - I'_a}.$$

По результатам второго и третьего отсчётов находим крутизну

$$S = \frac{I'_a - I''_a}{U''_c - U'_c}.$$

Сопоставляя первый и третий отсчёты, вычисляем коэффициент усиления

$$\mu = \left| \frac{U'_a - U''_a}{U'_c - U''_c} \right|.$$

Очевидно, что последовательность отсчётов может быть взята иной.

§ 8.6. Зависимость параметров триода от конструкции лампы

Крутизна характеристики S

Для рабочих режимов при отрицательных потенциалах сетки, при которых отсутствует сеточный ток, крутизна характеристики S равна

$$S = 3,5 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a r_c \beta^2} (U_c + D U_a)^{1/2}. \quad (8.25)$$

В этой формуле зависимость S от размеров электродов определяется множителем $\frac{Q_a}{r_a r_c \beta^2}$. Анализируя возможности увеличения крутизны характеристики, отметим, что при использовании катодов прямого накала плоская конструкция электродов является вообще более выгодной для повышения S , чем цилиндри-

ческая конструкция. При плоском аноде больших размеров катод прямого накала, имеющий большую общую длину, делается в виде нескольких петель (зигзагов), форму которых подбирают такой, чтобы действующая поверхность анода получилась возможно большей. Для изготовления таких длинных катодов наиболее пригодны активированные катоды с высокой эффективностью.

Цилиндрическая конструкция даёт хорошие результаты в отношении увеличения S при подогревных катодах: благодаря большому радиусу катода уменьшается множитель β^2 , вследствие чего значительно увеличивается анодный ток и крутизна его характеристики. Для увеличения S необходимо уменьшать расстояние между электродами, причём определяющим является расстояние сетка—катод r_c .

В современных лампах расстояние сетка—катод имеет порядки десятых и даже сотых долей миллиметра. Применение таких малых расстояний требует весьма жёсткой конструкции всех электродов и точного, аккуратного монтажа их во избежание касания сетки и катода. При очень малых расстояниях катод—сетка во избежание образования «островков» и связанной с этим потери сеткой её управляющего действия сетку необходимо делать очень густой. Так как на практике обычно шаг сетки стараются иметь не более удвоенного расстояния между катодом и сеткой, то приходится проволоку, из которой изготавливается сетка, брать очень тонкой, порядка нескольких десятков микрон, а в отдельных случаях порядка нескольких микрон.

Коэффициент усиления μ и проницаемость D

Зависимость коэффициента усиления лампы от размеров электродов можно установить, используя соотношения:

$$D = \frac{C_{ак}}{C_{ск}} \text{ и } \mu = \frac{1}{D} = \frac{C_{ск}}{C_{ак}}.$$

Для вычисления проницаемости D необходимо найти отношение между электродными ёмкостями $C_{ас}$ и $C_{ск}$. Задача эта решается методами электростатики и сводится к вычислению распределения потенциала в лампе и выражению величины заряда, индуктируемого на катоде, через потенциалы сетки U_c и анода U_a , откуда находится величина отношения ёмкостей $\frac{C_{ак}}{C_{ск}}$.

Для вычисления μ укажем формулы, которые при сравнительной простоте дают для ламп с диаметром витков сетки δ_c , значительно меньшим шага сетки d ($\delta_c < 0,1 d$), результаты, хорошо совпадающие с опытными данными.¹⁾

¹⁾ Более точные формулы для μ см. в книге Б. М. Царёва «Расчёт и конструирование электронных ламп», Госэнергоиздат, 1952 г.

Для плоско-параллельного триода с сеткой из параллельных проволок (рис. 8.17а) коэффициент усиления определяется формулой

$$\mu = \frac{2\pi(r_a - r_c)}{d \ln 2 \sin \frac{\pi \delta_c}{2d}}. \quad (8.26a)$$

Из этого выражения следует, что коэффициент усиления триода возрастает с увеличением расстояния анода от сетки. Это объясняется тем, что при увеличении этого расстояния влияние

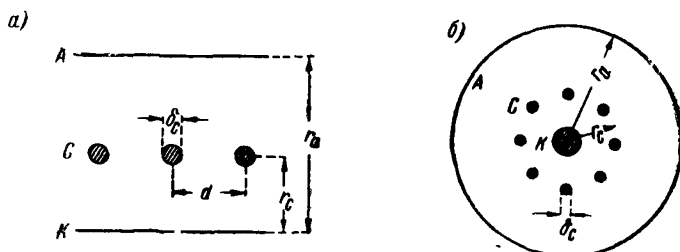


Рис. 8.17

анода на величину поля у катода становится меньше, тогда как влияние сетки не изменяется. Коэффициент усиления возрастает также при уменьшении шага сетки d , так как при этом сетка становится гуще и сильнее экранирует поле анода. Усиление становится больше также при увеличении диаметра витков сетки.

Для цилиндрического триода с сеткой из параллельных проволок (рис. 8.17б) коэффициент усиления определяется формулой

$$\mu = - \frac{N \ln \frac{r_a}{r_c}}{\ln 2 \sin \frac{N \delta_c}{4r_c}}. \quad (8.26б)$$

Здесь N — количество прутков сетки; остальные обозначения ясны из рис. 8.17б.

Из этой формулы следует, что коэффициент усиления возрастает, как и следовало ожидать, с увеличением радиуса анода, числа прутков сетки N и диаметра прутков сетки δ_c .

Следует отметить, что ф-лы (8.26а), (8.26б) применимы лишь в том случае, когда шаг сетки d невелик ($d < 2r_c$). В противном случае, неравномерность распределения потенциала, имеющаяся всегда в плоскости сетки, распространяется до минимума потенциала у катода, где происходит регулирование тока, возникает «островковый» эффект и наблюдаемые значения коэффициента усиления оказываются меньше расчётного

§ 8.7. Зависимость параметров от режима работы триода

Зависимость параметров от напряжения накала

Согласно полученным формулам в режиме пространственного заряда изменение накала не должно влиять на величину тока и на параметры лампы. Но в действительности, при изменении температуры катода изменяются рабочие размеры электродов вследствие изменения длины охлаждённых концов катода. Поэтому при малых накалах катода, когда охлаждённые концы велики, рабочая поверхность анода уменьшается, вследствие чего величина анодного тока и крутизна характеристики имеют небольшую величину. При повышении накала крутизна увеличивается и, достигая при нормальном накале наибольшего значения, дальше остаётся практически постоянной. Последнее объясняется тем, что при достаточно высокой температуре катода его рабочая поверхность соответствует геометрической поверхности анода и действие охлаждённых концов не проявляется.

В современных лампах с полупроводниковыми катодами зависимость крутизны от напряжения накала, помимо влияния охлаждённых концов катода, обуславливается также влиянием сопротивления катодного покрытия R_k . Будучи включённым одновременно и в сеточную и в анодную цепи, это сопротивление приводит, как показывают несложные подсчёты, к уменьшению крутизны S , которая оказывается равной в данном случае

$$S' = \frac{S}{1 + SR_k + \frac{R_k}{R_i}}$$

При понижении температуры катода величина сопротивления R_k растёт, что приводит к уменьшению крутизны.

При малых расстояниях сетки от катода зависимость крутизны от напряжения накала может быть обусловлена также тем, что при изменении температуры катода изменяется расстояние от минимума потенциала у катода до сетки.

На рис. 8.18 показаны результаты измерения параметров лампы 6С1П при разных накалах её катода и при постоянных значениях напряжений U_a и U_c . Кривая $S = f(U_n)$ подтверждает вышеизложенное. Кривая $\mu = f(U_n)$ показывает, что коэффициент усиления в значительном интервале изменений U_n остаётся почти

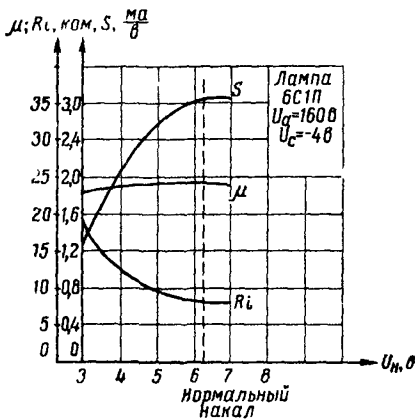


Рис 8 18

постоянным и только при малых накалах заметно уменьшение его величины. Внутреннее сопротивление равно $R_i = \frac{\mu}{S}$. Поэтому при увеличении накала катода, когда μ остаётся постоянным и S увеличивается, внутреннее сопротивление R_i должно уменьшаться по той же причине, по какой увеличивается S . Опытная кривая $R_i = f(U_k)$ это подтверждает.

Из кривых рис. 8.18 можно сделать заключение, что повышение накала вообще улучшает параметры; но чрезмерное увеличение накала в правильно сконструированной лампе пользы не принесёт, так как крутизна характеристики выше известного предела, зависящего от размеров электродов и определяемого ф-лой (8.16), не увеличивается, а срок службы при повышенном накале катода значительно сократится.

Зависимость параметров от потенциала сетки

Если подавать на сетку различные постоянные напряжения, не изменяя анодного напряжения, то анодный ток установится согласно анодно-сеточной характеристике $I_a = f(U_c)$ и точка, определяющая величину

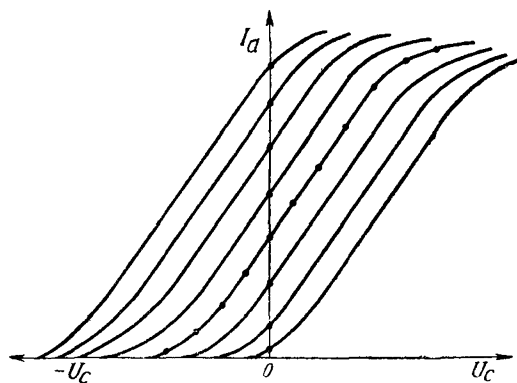


Рис 8.19

анодного тока при данном режиме, будет перемещаться по этой характеристике. Рассмотрим, как при этом изменяются параметры лампы. При больших отрицательных потенциалах U_c наклон характеристики к оси абсцисс очень мал (рис 8.19) и, следовательно, крутизна S будет малая. В прямолинейной части характеристики S имеет наибольшее значение и сохраняет

его на всём прямолинейном участке. При положительных потенциалах U_c характеристика загибается, вследствие чего S начинает уменьшаться и падает до нуля при токе анода $I_a = I_{a \text{ макс}}$.

Внутреннее сопротивление лампы R_i также не остаётся постоянным при изменении напряжения сетки. При больших отрицательных U_c , когда величина анодного тока мала и ограничена большим пространственным зарядом, влияние анодного напряжения (также, как и сеточного) на анодный ток очень слабое. Из рис. 8.19 видно, что в этой области характеристики сильно ис-

кривляются и идут близко друг к другу так, что при переходе с одной кривой на другую, что соответствует определённому изменению анодного напряжения ΔU_a , анодный ток изменяется на очень малую величину ΔI_a . Внутреннее сопротивление $R_i = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a}$

велико. При переходе в прямолинейную восходящую часть характеристик R_i уменьшается, так как здесь такому же, как прежде, изменению ΔU_a

соответствует большее изменение тока ΔI_a ; в пределах прямолинейного участка характеристики R_i имеет наименьшую величину, остающуюся постоянной. В режиме насыщения анодное напряжение почти не влияет на анодный ток, характеристики при разных U_a сближаются и внутреннее сопротивление R_i увеличивается. В лампах, в которых вследствие эффекта Шоттки анодный ток и в режиме насыщения продолжает увеличиваться, характеристики не сближаются, вследствие чего в таких лампах R_i заметно не увеличивается в этой области.

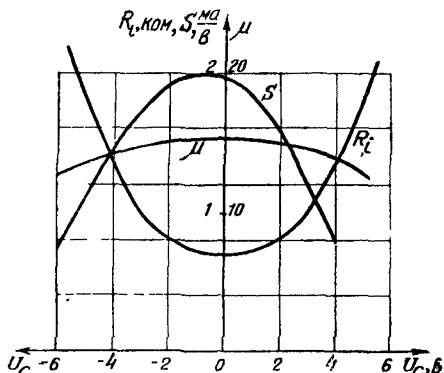


Рис 8.20

На рис. 8.20 показаны результаты измерения параметров трёхэлектродной лампы при различных потенциалах U_c . Характер полученных зависимостей для S и R_i подтверждает сказанное выше об изменении этих параметров. Зависимость $\mu = f(U_c)$ показывает, что коэффициент усиления остаётся постоянным почти для всей характеристики, уменьшаясь несколько при больших отрицательных U_c и при переходе в режим насыщения. Уменьшение μ при больших отрицательных U_c объясняется тем, что при этих режимах происходит образование «островков испускания» на катоде (§ 8.4). На анодный ток, образуемый электронами, идущими с этих островков, и электронами, попадающими на анод за счёт краевого эффекта, сеточный потенциал влияет очень мало; наоборот, влияние анодного напряжения на анодный ток в этой области относительно возрастает, вследствие чего коэффициент усиления, равный $\mu = \left| \frac{\Delta U_a}{\Delta U_c} \right| I_{a=\text{const}}$, уменьшается. При переходе в область насыщения, где действие пространственного заряда нейтрализовано, управляющее действие сетки значительно уменьшается; на изменение анодного тока в этой области влияет, главным образом, распределение суммарного тока I_k между анодом и сеткой, зависящее, как показывают характеристики, от

анодного напряжения в большей степени, чем от потенциала сетки. Увеличение влияния анодного напряжения на анодный ток по сравнению с действием потенциала сетки вызывает уменьшение коэффициента усиления в этой области.

Уменьшение коэффициента усиления при положительных напряжениях сетки имеет место и в лампах с оксидными катодами, у которых ограничения анодного тока в режиме насыщения не наблюдается. В этих лампах ослабление управляющего действия сетки возникает за счёт процессов токораспределения (гл. 9). При увеличении положительного напряжения сетки сеточный ток сильно возрастает, а рост анодного тока замедляется. Таким образом, управляющая сетка, по-прежнему эффективно воздействуя на катодный ток, слабее влияет в этом режиме на ток анода, что и приводит к уменьшению крутизны и коэффициента усиления.

Попутно отметим, что в указанных режимах (начальный «хвост» характеристики и режим насыщения) мы, сравнивая при помощи коэффициента усиления действие потенциалов сетки и анода на анодный ток, учитываем различие в их действии, обусловленное не только экранирующим действием сетки, но и другими причинами, не проявляющимися в прямолинейном участке характеристик. Так как экранирующее действие сетки мы оцениваем величиной проницаемости лампы D , то очевидно в указанных областях коэффициент усиления уже не будет равен $\frac{1}{D}$, как это имеет место в нормальном рабочем режиме триода.

Зависимость параметров от анодного напряжения

Выяснить зависимость параметров от U_a можно также при помощи семейства характеристик $I_a = f(U_c)$ (рис. 8.19). При

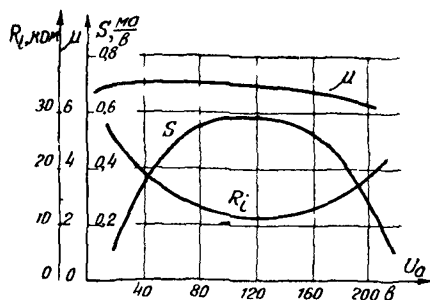


Рис. 8.21

постоянном напряжении сетки (например, $U_c = 0$) изменим анодное напряжение. При увеличении U_a анодно-сеточная характеристика передвигается постепенно влево, рабочая же точка должна всё время оставаться при $U_c = 0$. Поэтому при малых U_a она расположена в нижней, криволинейной части характеристики, где S — малая и R_i — большое; при увеличении U_a рабочая точка переходит в прямолинейные

участки характеристики, где S имеет наибольшее значение и R_i — наименьшее. При дальнейшем увеличении U_a вся характери-

стика сдвигается влево и рабочая точка оказывается в области насыщения, в которой, как мы видели, S сильно уменьшается и R_i увеличивается. Соответственно сказанному выше, коэффициент усиления изменяется очень мало, заметно уменьшаясь только при малых U и очень больших U_a .

На рис 8.21 показано изменение параметров триода в зависимости от анодного напряжения.

Кривые рис. 8.20 и 8.21 показывают, что, в то время как коэффициент усиления лампы остаётся постоянным почти во всех режимах, два других параметра S и R_i постоянны только в пределах прямолинейного участка характеристик.

В лампах с оксидными катодами, где анодный ток и в режиме насыщения продолжает увеличиваться, уменьшения крутизны при больших анодных напряжениях не наблюдается.

ТОКОРАСПРЕДЕЛЕНИЕ В ТРИОДЕ

§ 9.1. Общий вид характеристик сеточного тока

Электронный ток в цепи сетки возникает при положительном напряжении сетки относительно катода. Если анодное напряжение равно нулю, то анодного тока нет ($I_a=0$) и все электроны, прошедшие минимум потенциала, образованный пространственным зарядом вблизи катода, попадают на сетку, т. е. $I_k=I_c$. При повышении положительного напряжения сетки ток в цепи сетки увеличивается до достижения тока насыщения, равного току эмиссии катода.

Если на аноде имеется некоторый положительный потенциал, то ток I_k распределяется между анодом и сеткой так, что $I_k = I_a + I_c$. При увеличении в этом случае положительного напряжения сетки ток в её цепи увеличивается до величины тока насыщения $I_{c\text{ нас}}$, который наступает одновременно с наступлением режима насыщения в цепи анода; очевидно, что ток насыщения в цепи анода $I_{a\text{ нас}}$ в сумме с $I_{c\text{ нас}}$ должен составлять полный ток эмиссии катода $I_e = I_{a\text{ нас}} + I_{c\text{ нас}}$. При повышении анодного напряжения распределение тока эмиссии между анодом и сеткой изменяется: к аноду, имеющему более высокий, чем в предыдущем случае, положительный потенциал, притягивается большее количество электронов, вследствие чего ток сетки уменьшается (рис. 8.3). Уменьшение тока сетки $I_{c\text{ нас}}$ при повышении анодного напряжения должно равняться увеличению анодного тока $I_{a\text{ нас}}$, если в лампе не проявляется сильно эффект Шоттки. Конечно, это равенство $|\Delta I_{c\text{ нас}}| = |\Delta I_{a\text{ нас}}|$ имеет место только в области насыщения; в восходящей части характеристик увеличение анодного тока при повышении U_a происходит главным образом за счёт ослабления действия пространственного заряда и поэтому в этой области увеличение анодного тока всегда значительно больше, чем уменьшение тока сетки, вызываемое повышением U_a .

Если, достигнув режима насыщения, продолжать увеличивать положительное напряжение сетки, то при достаточно больших U_c происходит перераспределение токов анода и сетки. Когда напряжение сетки, увеличиваясь, приближается по своей величине к анодному напряжению и при дальнейшем увеличении делается больше него, ток сетки резко возрастает, в то вре-

мя как анодный ток соответственно уменьшается¹⁾. Характеристики рис. 9.1 показывают, что чем выше взято постоянное положительное напряжение на аноде, тем до большего значения увеличивается сеточный ток в процессе перераспределения и тем меньше получается анодный ток при больших положительных потенциалах U_c . Одновременно с этим при высоких анодных напряжениях характеристика сеточного тока (зависимость I_c при $U_a = U_a''$ на рис. 9.1)

показывает, что в некотором интервале значений U_c ток сетки уменьшается при увеличении положительного потенциала сетки (участок АВ). Эти явления, искажающие нормальную картину распределения токов, обусловлены возникновением вторичной эмиссии электронов, выбиваемых с одного электрода и перелетающих на другой электрод,

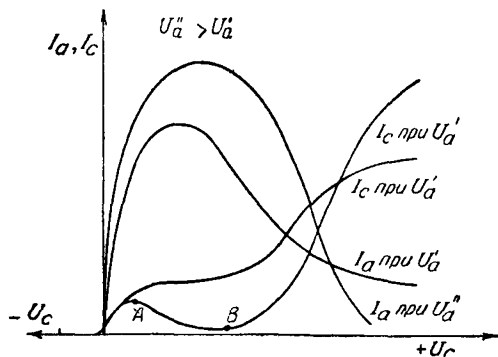


Рис 9.1

обладающий более высоким положительным потенциалом.

Зависимость сеточного тока от анодного напряжения наглядно показывают сеточно-анодные характеристики $I_c = f(U_a)$, снимаемые при постоянных положительных потенциалах сетки (рис. 8.4). Из этих кривых видно, что ток в цепи сетки весьма большой при анодном напряжении, равном нулю или немного большем нуля, вначале при повышении анодного напряжения уменьшается очень резко и затем, когда анодный потенциал делается выше сеточного потенциала, ток сетки продолжает уменьшаться, но значительно медленнее, чем вначале, так что характеристики $I_c = f(U_a)$ имеют вид кривых гиперболического типа.

Распределение электронов между положительно заряженными анодом и сеткой зависит от того, по каким траекториям движутся электроны от катода к сетке и к аноду и, следовательно, зависит от формы электрического поля в междуэлектродном пространстве лампы.

Картина электрического поля в междуэлектродном пространстве вообще зависит от конструкции электродов лампы и от величины их потенциалов. Если в лампе с определённой конструкцией электродов, имеющих положительные потенциалы U_a и U_c , изменить оба эти потенциала в одинаковое число раз, то

¹⁾ В лампах с оксидными катодами уменьшения анодного тока обычно не наблюдается, а имеет место лишь замедление роста анодного тока с ростом напряжения сетки.

потенциалы всех точек междуэлектродного пространства изменятся в такое же число раз, так что распределение потенциала и вся картина электрического поля между электродами останется неизменной (теорема «подобия» полей). Таким образом, электрическое поле в триоде, траектории электронов в нём и распределение электронов между анодом и сеткой зависят от потенциалов анода и сетки не в отдельности от каждого из них, а от их отношения, иначе говоря, отношение тока в цепи анода

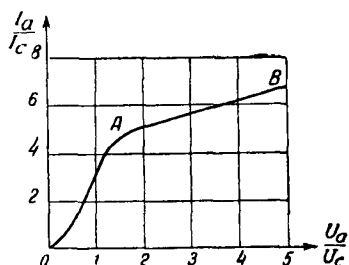


Рис. 9.2

к току в цепи сетки должно быть некоторой функцией отношения анодного напряжения к сеточному напряжению

$$\frac{I_a}{I_c} = f\left(\frac{U_a}{U_c}\right).$$

Общий вид этой функции показан на рис. 9.2, из которого видно, что кривая $\frac{I_a}{I_c} = f\left(\frac{U_a}{U_c}\right)$

состоит из двух участков: быстро возрастающий участок *ОА* соответствует режимам при малых анодных напряжениях, когда $U_a < U_c$, другой, более пологий участок *АВ*, соответствует режимам при $U_a \geq U_c$.

В режимах участка *АВ* электроны, пролетевшие между витками сетки, попадают в пространстве сетка—анод в ускоряющее электрическое поле, под действием которого они все доходят до анода. На сетку попадают только те электроны, которые «перехватываются» сеткой из общего тока I_k , идущего от катода. Такой режим называют *режимом прямого перехвата* электронов сеткой. Режим прямого перехвата имеет место и при $U_a = U_c$ и при U_a немного меньше, чем U_c , так как создающееся в этом случае слабое тормозящее поле в пространстве сетка—анод не в состоянии остановить электроны, приобретающие под действием большого положительного напряжения сетки значительные скорости в направлении к аноду.

В режиме участка *ОА* (рис. 9.2) анодное напряжение значительно меньше напряжения на сетке и в пространстве сетка—анод создаётся сильное электрическое поле, тормозящее электроны на пути к аноду. Под действием этого поля многие из электронов, пролетевших сквозь сетку, останавливаются и возвращаются обратно к сетке; такой режим называется *режимом возврата* электронов к сетке.

В соответствии с указанным различием в условиях движения электронов от сетки к аноду, для изучения токораспределения в триоде рассмотрим отдельно следующие области, или участки характеристик сеточного тока:

1) область прямого перехвата электронов сеткой, имеющая место при положительном напряжении сетки, меньшем или рав-

ном анодному напряжению; этот участок характеристики сеточного тока является рабочим для триодов, используемых в схемах ламповых генераторов;

2) область возврата электронов к сетке, получающаяся при напряжениях на сетке больших, чем анодное напряжение; эта область характеристики I_c в обычных рабочих режимах триода не используется, но рассмотрение её необходимо для изучения в дальнейшем более сложных ламп с несколькими сетками;

3) начальная область сеточной характеристики $I_c = f(U_c)$, которая соответствует малым отрицательным и положительным напряжениям сетки и в которой ток сетки подчиняется иным закономерностям, чем в указанных выше областях токораспределения. Этот начальный участок характеристики сеточного тока имеет значение при работе лампы в схемах усиления и сеточного детектирования.

§ 9.2. Токораспределение в режиме прямого перехвата

В режиме прямого перехвата электронов сеткой сеточный ток образуется только теми электронами, которые попадают на сетку, двигаясь из пространственного заряда около катода по направлению к аноду. Те электроны, которые проходят между витками сетки в пространство сетка—анод, возвращаться обратно к сетке не будут и образуют анодный ток. Отношение анодного тока к току сетки называется *коэффициентом токораспределения* в триоде $\kappa = \frac{I_a}{I_c}$. Найдём величину этого коэффициента для режимов $U_a > U_c$.

Электронный поток I_{κ} , идущий от катода, доходя до плоскости витков сетки, разделяется на анодный и сеточный токи. Ток в цепи анода равняется $I_a = j_d Q_d$, где j_d — плотность тока, проходящего к аноду в плоскости витков сетки, и Q_d — поверхность отверстий сетки. Обозначая плотность сеточного тока и рабочую поверхность проводов сетки соответственно через j_c и Q_c имеем

$$\frac{I_a}{I_c} = \frac{j_d Q_d}{j_c Q_c}.$$

Плотность электронного тока в какой-либо точке междуэлектродного пространства равна, как известно, $j = \rho v$, или $j = \rho \left(2 \frac{e}{m} \right)^{1/2} U^{1/2}$; отношение плотностей токов в двух каких-либо точках очевидно равно $\frac{j_1}{j_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \left(\frac{U_1}{U_2} \right)^{1/2}$.

Следовательно, на основании полученных выражений имеем

$$\kappa = \frac{I_a}{I_c} = \frac{\rho_d Q_d}{\rho_c Q_c} \left(\frac{U_d}{U_c} \right)^{1/2} \quad (9.1)$$

где U_d — потенциал пространства в плоскости сетки между её витками.

Рассмотрим наиболее простой случай распределения токов анода и сетки в триоде, когда электрическое поле имеет вид, показанный на рис. 9.3, где эквипотенциальные линии поля являются параллельными катоду

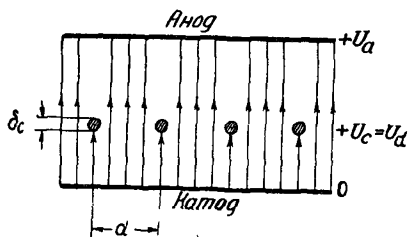


Рис. 9.3

прямыми и, следовательно, электроны будут двигаться по прямолинейным траекториям, перпендикулярным к поверхности электродов. Такое поле получается тогда, когда электростатический заряд сетки $q_c = 0$. В этом случае $\rho_c = \rho_d$ и потенциал сетки $U_c = U_d$ и равен тому потенциалу, который устанавливался бы на расстоянии r_c от катода, если бы

сетки не было. Учитывая действие пространственного заряда, имеем в случае электродов плоской конструкции $U_d = \left(\frac{r_c}{r_a}\right)^{4/3} U_a$

и для цилиндрических электродов $U_d = \left(\frac{r_c}{r_a}\right)^{2/3} \left(\frac{\beta_c}{\beta_a}\right)^{4/3} U_a$ (§ 6.2).

Так как отношение поверхностей $\frac{Q_d}{Q_c}$ равно $\frac{d - \delta_c}{\delta_c} \approx \frac{d}{\delta_c}$ (рис. 9.3), причём $\frac{\delta_c}{d}$ есть коэффициент заполнения сетки, уравнение (9.1) можно написать в виде

$$\kappa = \frac{I_a}{I_c} = C_1 \left(\frac{U_a}{U_c} \right)^{1/3}, \quad (9.2)$$

где постоянная C_1 равна: для плоских электродов

$$C_1 = \frac{d}{\delta_c} \left(\frac{r_c}{r_a} \right)^{2/3} \quad (9.3)$$

и для цилиндрических электродов

$$C_1 = \frac{d}{\delta_c} \left(\frac{r_c}{r_a} \right)^{1/3} \left(\frac{\beta_c}{\beta_a} \right)^{2/3}. \quad (9.3a)$$

Из этого выражения видно, что ток сетки тем больше, чем гуще сетка, чем ближе сетка расположена к катоду и чем дальше от катода отстоит анод. Эти зависимости подтверждаются на опыте.

Так как $\frac{I_a}{I_c} = \kappa$ и $I_\kappa = I_a + I_c = \kappa I_c + I_c = (\kappa + 1) I_c$, то

$$I_c = \frac{1}{\kappa + 1} I_\kappa$$

$$I_a = \frac{\kappa}{\kappa + 1} I_{\kappa}. \quad (9.4)$$

Пользуясь этими соотношениями, можно, зная результирующую характеристику триода $I_{\kappa} = gU_{\partial}^{3/2}$, разделить в области положительных U_c суммарный ток I_{κ} на составляющие его токи I_a и I_c и построить характеристики этих токов.

Опыт показывает, что найденная зависимость коэффициента распределения токов κ от отношения $\frac{U_a}{U_c}$ в степени $1/2$ не всегда имеет место и более общим выражением для отношения токов $\frac{I_a}{I_c}$ является

$$\frac{I_a}{I_c} = C_1 \left(\frac{U_a}{U_c} \right)^{\gamma}, \quad (9.5)$$

где показатель степени γ имеет различные значения для разных ламп.

Экспериментальные исследования автора показали, что для области $\frac{U_a}{U_c} > 1$ ф-ла (9.5) хорошо подтверждается, причём в лампах с цилиндрическими электродами показатель степени γ близок к $1/2$, колеблясь от 0,4 до 0,55, и в лампах с плоскими электродами имеет большие значения, лежащие в пределах от 0,6 до 0,8.

Отличие рассчитанных значений токов цепи сетки от наблюдаемых на опыте величин вызывается главным образом тем, что для расчёта постоянной C_1 был использован случай равномерного поля, в котором силовые линии нормальны к поверхности электродов. В действительности же, если потенциал сетки меньше или больше, чем в этом специфическом случае, то поле искажено и траектории электронов не параллельны друг другу.

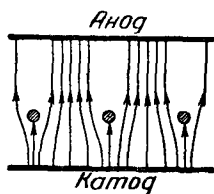


Рис. 9.4

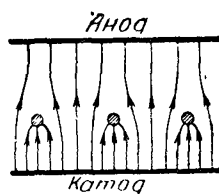


Рис. 9.5

При $U_c < \left(\frac{r_c}{r_a} \right)^{4/3} U_a$ (в случае плоских электродов) траектории электронов собираются в более узкий пучок, проходящий между витками сетки (рис. 9.4), вследствие чего анодный ток увеличивается, а ток в цепи сетки уменьшается по сравнению с рассчитанным по ф-ле (9.2). Если $U_c > \left(\frac{r_c}{r_a} \right)^{4/3} U_a$, то траектории электронов идут расходящимся пучком (рис. 9.5), что сопровождается некоторым увеличением I_c и уменьшением I_a по сравнению с расчётными.

При выводе всех приведённых выше соотношений между анодным током и током сетки мы считали, что вторичная эмиссия с поверхности электродов отсутствует. Но на самом деле всегда при бомбардировке поверхности металла электронами, имеющими достаточно большие скорости, с поверхности металла выходят вторичные электроны. Если оба электрода (и анод, и сетка) имеют высокие положительные потенциалы, то возможен переход вторичных электронов, выбитых с поверхности электрода с меньшим потенциалом, к электроду, имеющему больший положительный потенциал. При этом изменяется величина токов в цепях обоих электродов и характеристики токов сильно отличаются от нормального вида. Это явление называется *динаatronным эффектом*.

Таким образом, вышеприведённые формулы только приближённо, а не точно выражают распределение токов в триоде в режиме прямого перехвата.

§ 9.3. Распределение токов в режиме возврата

При больших положительных напряжениях сетки, когда $U_c \gg U_a$, в пространстве между сеткой и анодом создаётся электрическое поле, под действием которого часть электронов, пролетевших плоскость сетки, тормозится и возвращается обратно на сетку. Обязательным условием для возврата электронов к сетке является искривление их траекторий при прохождении плоскости сеточных витков, вследствие чего электроны движутся к аноду не по прямолинейным, а по различным параболическим траекториям (рис. 9.6). Действительно, если электронные траектории не преломляются и остаются прямолинейными, нормальными к поверхности электродов, то все электроны, приобретая при пролёте плоскости сетки энергию по величине, примерно равную eU_c , могут преодолеть тормозящее поле с разностью потенциалов $(U_c - U_a)$ и дойти до анода. Но получающееся в плоскости сетки неоднородное электрическое поле действует при $U_c > U_a$, как было нами установлено в гл. 4, подобно рассеивающей линзе, и электроны, идущие от катода к сетке по параллельным путям, в пространстве от сетки до анода движутся расходящимся пучком. Как видно из рис. 9.6, электроны, двигаясь по средней линии между витками сетки, летят прямолинейно; электроны же, проходящие близко к виткам сетки, искривляют под действием поля свои траектории весьма значительно. Чем ближе к витку движется электрон, тем на больший угол отклоняется его траектория от прямолинейного направления к аноду и тем больше вероятность того, что этот электрон, не доходя до анода, повернёт и будет двигаться к сетке. Интересно отметить, что из электронов, возвращающихся к сетке из пространства сетка—анод, некоторая часть может пролететь опять *сквозь* сетку и попасть в пространство катод—сетка; дви-

гаясь в тормозящем для них поле сетка—катод, они теряют скорость и начинают двигаться опять в пространство сетка—анод и на сетку попадут после нескольких пролётов сквозь неё, совершив несколько колебаний около её витков.

Определим соотношение анодного и сеточного токов в режиме возврата, причём для упрощения сделаем следующие допущения:

- 1) пространственный заряд в пространстве сетка—анод мал;
- 2) электроны движутся от катода к сетке прямолинейно;
- 3) все электроны, пролетая между витками сетки, приобре-

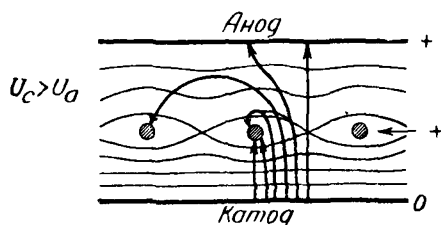


Рис. 9.6

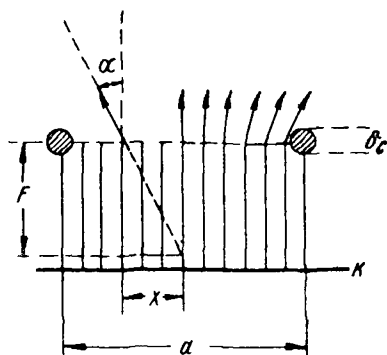


Рис. 9.7

тают скорость $v = \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2} U_c^{1/2}$, т. е. потенциал в плоскости сетки одинаков во всех точках и равен U_c , начальные скорости электронов $v_0 = 0$ и $U_a \ll U_c$.

Вследствие преломления траекторий составляющая скорости электронов, нормальная к поверхности анода, равна $v_1 = v \times \cos \alpha = \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2} U_c^{1/2} \cos \alpha$, где α — угол отклонения электрона от начального прямолинейного движения — зависит от расстояния x (рис. 9.7); при $x = 0$ (посредине между витками) угол α равен нулю, с увеличением x угол α увеличивается.

До анода дойдут только те электроны, у которых запас энергии, соответствующий скорости v_1 , больше той работы, которую электроны должны затратить на преодоление силы тормозящего поля. Следовательно, условие попадания электронов на анод определяется так: $e(U_c - U_a) \leq \frac{mv_1^2}{2}$.

Переписываем это условие, подставляя в него значение v_1

$$e(U_c - U_a) \leq \frac{m}{2} \left(2 \frac{e}{m}\right) U_c \cos^2 \alpha,$$

откуда следует

$$U_a \geq U_c (1 - \cos^2 \alpha) = U_c \sin^2 \alpha.$$

Так как углы α малы, то $\sin \alpha \approx \alpha$ и, следовательно,

$$U_a \gg U_c \alpha^2.$$

Предельное значение угла α_{np} , при котором электроны ещё доходят до анода, очевидно определяется равенством

$$\alpha_{np} = \sqrt{\frac{U_a}{U_c}}. \quad (9.6)$$

Воспользуемся положениями электронной оптики для определения зависимости величины α_{np} от размеров электродов лампы.

Для цилиндрической рассеивающей линзы, каковой является поле в междувитковом пространстве сетки при $U_c > U_a$, фокусное расстояние согласно ф-ле (4.17) равно

$$F = 2 \frac{U_c}{E_a - E_k},$$

где E_a и E_k — напряжённости поля за линзой и перед линзой.

Для случая плоской конструкции электродов можно считать при $U_a \ll U_c$:

$$E_a = \frac{U_a - U_c}{r_a - r_c} \approx -\frac{U_c}{r_a - r_c}; \quad E_k = \frac{U_c}{r_c}.$$

Следовательно,

$$F = -\frac{2r_c(r_a - r_c)}{r_a}.$$

Используя рис. 9.7, легко найти связь между углом отклонения электрона α и координатой электрона x

$$\alpha \approx \tan \alpha = \frac{x}{|F|} = \frac{x r_a}{2r_c(r_a - r_c)}$$

и, следовательно, предельный угол равен

$$\alpha_{np} = \frac{x_{np} r_a}{2r_c(r_a - r_c)}, \quad (9.7)$$

где x_{np} — расстояние точки вылета электрона из плоскости сетки от середины между соседними витками, соответствующее предельному значению угла отклонения α_{np} , при котором электроны перестают доходить до анода.

Пусть из общего электронного тока I_k , идущего к сетке и аноду, сетка непосредственно перехватывает часть тока, равную pI_k (здесь p меньше единицы), и сквозь отверстия сетки проходит ток, равный $(1-p)I_k$. Из этого тока на анод доходит только часть его, определяемая соотношением

$$\frac{I_a}{(1-p)I_k} = \frac{2x_{np}}{d - \delta_c} \approx \frac{2x_{np}}{d}.$$

Подставляя в это уравнение значение x_{np} из ф-лы (9.7) и значение a_{np} из ф-лы (9.6), получим

$$\frac{I_a}{I_k} = (1 - p) \frac{4r_c(r_a - r_c)}{r_a d} \left(\frac{U_a}{U_c} \right)^{1/2} = C_2 \left(\frac{U_a}{U_c} \right)^{1/2}. \quad (9.8)$$

Аналогичной формулой определяется отношение токов и для цилиндрических электродов с той разницей, что коэффициент C_2 в этом случае равен

$$C_2 = (1 - p) \frac{4r_c \ln \frac{r_a}{r_c}}{d}.$$

Формулы (9.2) и (9.8) показывают, что токораспределение в триоде и в режиме перехвата, и в режиме возврата зависит от $\left(\frac{U_a}{U_c} \right)^{1/2}$, но характер этой зависимости различен.

Для режима перехвата из ф-лы (9.2) следует, что

$$\frac{I_c}{I_a} = \frac{1}{C_1} \sqrt{\frac{U_c}{U_a}},$$

т. е. зависимость $\frac{I_c}{I_a}$ от $\sqrt{\frac{U_c}{U_a}}$ должна графически представляться прямой линией, проходящей через начало координат.

В режиме возврата из ф-лы (9.8) получаем

$$\frac{I_k}{I_a} = \frac{I_c + I_a}{I_a} = \frac{1}{C_2} \sqrt{\frac{U_c}{U_a}}$$

или

$$\frac{I_c}{I_a} = \frac{1}{C_2} \sqrt{\frac{U_c}{U_a}} - 1. \quad (9.10)$$

График этой зависимости — прямая линия, пересекающая горизонтальную ось в точке $\sqrt{\frac{U_c}{U_a}} = C_2$.

Выражение (9.8) объясняет наблюдаемое на опыте сильное возрастание анодного тока в начале анодной характеристики $I_a = f(U_a)$ (при малых значениях анодного напряжения), когда сетка имеет высокий положительный потенциал. При $U_a = 0$ электроны, пролетающие в отверстия положительно заряженной сетки, двигаются за сеткой в сильном тормозящем поле и почти все, теряя свою скорость, поворачивают обратно к сетке. При повышении U_a от нуля картина электрического поля изменяется так, что коэффициент C_2 ф-лы (9.8) увеличивается, вследствие уменьшения прямого перехвата электронов сеткой, и быстро уменьшаются углы отклонения α , что и приводит к быстрому возрастанию анодного тока уже при небольших U_a (рис. 8.4).

Формула (9.8) справедлива (приблизительно, из-за сделанных при её выводе допущений) только при малых анодных напряжениях, когда U_a составляет несколько процентов от U_c . Но в действительности описываемое ф-лой (9.8) явление возвраще-

ния электронов к сетке имеет место и при больших значениях анодного напряжения, так как в пространстве сетка—анод под действием пространственного заряда создаётся минимум потенциала. Вследствие этого электронам приходится преодолевать тормозящее поле с разностью потенциалов ($U_{\text{мин}} - U_c$), которая больше, чем разность потенциалов ($U_a - U_c$). Это наглядно

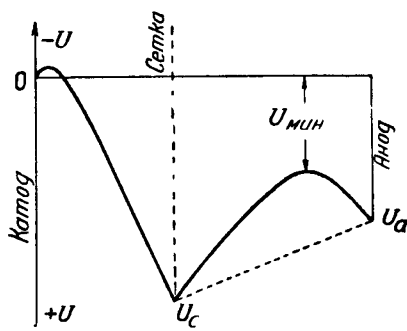


Рис. 9.8

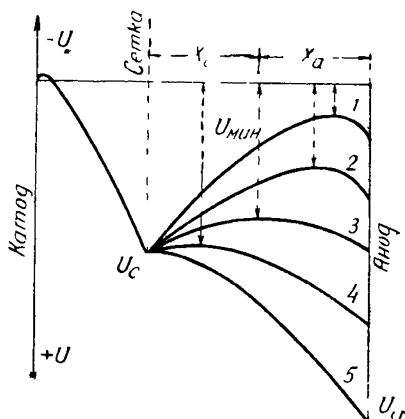


Рис. 9.9

видно на рис. 9.8, где показано распределение потенциала в междуэлектродном пространстве триода при $U_c > U_a$. Пунктирная прямая показывает изменение потенциала в пространстве сетка—анод для случая отсутствия пространственного заряда. Наличие между сеткой и анодом электронов,двигающихся к аноду и возвращающихся к сетке, вызывает снижение потенциала во всех точках этого пространства, и распределение потенциала представляется кривой, имеющей минимум потенциала $U_{\text{мин}}$. Очевидно в этом случае к аноду могут пройти только те электроны, которые преодолевают тормозящее поле $U_{\text{мин}} - U_c$.

Место нахождения минимума потенциала $U_{\text{мин}}$ и величина его в лампе с определённым расстоянием между сеткой и анодом зависят от соотношения напряжений U_c и U_a и от величины плотности тока, проходящего в пространстве между сеткой и анодом. На рис. 9.9 показано, как перемещается минимум потенциала в зависимости от величины анодного напряжения U_a при постоянном потенциале сетки U_c , причём плотность тока взята такой (см. ниже), при которой минимум потенциала имеет место. Когда анодное напряжение мало, минимум потенциала находится около анода (кривая 1); при повышении U_a расстояние между анодом и минимумом потенциала, которое мы обозначим через x_a , увеличивается и при $U_a = U_c$ минимум потенциала возникает посредине между сеткой и анодом так, что $x_a = x_c$ (кривая 3). При дальнейшем увеличении U_a минимум потенциала перемещается ближе к сетке (кривая 4).

Влияние плотности тока j'_k , проходящего сквозь сетку, на минимум потенциала для режима $U_a < U_c$ иллюстрируется рис. 9.10. При малой плотности тока минимум потенциала имеет место на аноде (кривая 1), так что на электроны,двигающиеся к аноду, действует тормозящая разность потенциалов ($U_a - U_c$). При увеличении тока минимум потенциала начинает отодвигаться от анода, причём величина $U_{мин}$ уменьшается (кривые 2 и 3).

Относительно величины анодного тока при этих режимах надо отметить следующее. Электроны, пролетевшие сквозь сетку, могут возвращаться обратно вследствие двух причин: 1) вследствие разобранного выше эффекта отклонения траекторий; 2) вследствие различных начальных скоростей электронов; пролетая сквозь сетку, они имеют различные скорости; поэтому при движении в сильном тормозящем поле ($U_{мин} - U_c$)

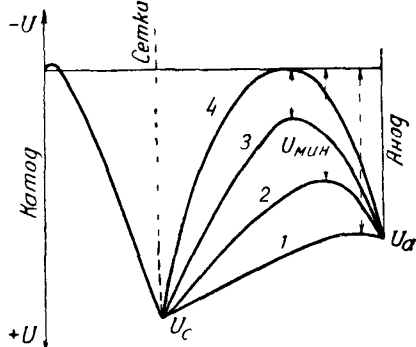


Рис. 9.10

более медленные электроны, теряя свою скорость, возвращаются к сетке. Так как начальные скорости электронов невелики, то указанное возвращение электронов к сетке наблюдается только при сравнительно малых U_a или $U_{мин}$ (кривая 3). Для режимов же, соответствующих кривым 1 и 2 рис. 9.10, возвращение электронов к сетке не имеет места и поэтому анодный ток равен току, проходящему сквозь отверстия сетки $I_a = I'_k$. Если увеличить плотность тока ещё больше, то минимум потенциала $U_{мин}$ скачком уменьшается до нуля (кривая 4). В этом случае сквозь минимум потенциала к аноду могут пройти только электроны, скорости которых, выраженные в единицах напряжения, больше, чем U_c ; электроны со скоростями, меньшими, чем U_c , все возвращаются обратно к сетке; электроны, имеющие скорость U_c , приходя в минимум потенциала $U_{мин} = 0$, теряют всю свою скорость. В идеальном случае, когда все электроны имеют скорости, равные U_c , минимум потенциала делается подобным катоду, испускающему электроны с начальной скоростью $v_0 = 0$. Поэтому место нахождения минимума $U_{мин} = 0$ часто называют фиктивным, или виртуальным, катодом. Обе части пространства вправо и влево от нулевого минимума потенциала в этом случае могут быть рассмотрены как диоды без начальных скоростей электронов. Величина плотности тока, при которой возникает режим $U_{мин} = 0$, зависит от отношения $\frac{U_a}{U_c}$. Чем меньше анодное на-

пряжение по сравнению с сеточным, тем при меньшей величине

тока возникает нулевой минимум потенциала. Когда анодное напряжение не очень мало, то для получения $U_{\min} = 0$ требуется весьма большая плотность тока.

§ 9.4. Начальная область характеристики сеточного тока

Начальная область характеристики сеточного тока, лежащая в пределах от отрицательного напряжения $1,5 \div 2$ в до небольшого положительного (до 2 в) напряжения на сетке, имеет большое значение при работе триода в качестве усилителя или детектора, так как от сеточного тока зависит входное сопротивление лампы. Этот участок зависимости $I_c = f(U_c)$ обычно характеризуется двумя точками: значением сеточного тока при $U_c = 0$, так называемым «нулевым» сеточным током I_{c0} , и величиной «запирающего» напряжения U'_{c0} , которое необходимо подать на сетку, чтобы полностью прекратить сеточный ток. Так как точность определения начала сеточной характеристики целиком зависит от чувствительности прибора, измеряющего ток сетки, то для устранения неопределённости в этом измерении за величину запирающего напряжения U'_{c0} обычно берут то значение напряжения на сетке, при котором ток сетки равняется определённой заданной величине, например 0,1 или 0,3 мка.

Начальная часть характеристики сеточного тока зависит главным образом от начальной скорости, с которой электроны вылетают из катода, от контактной разности потенциалов между сеткой и катодом, а в лампах с катодами прямого накала от падения напряжения вдоль катода.

В лампе с эквипотенциальным катодом в случае, когда контактная разность потенциалов между сеткой и катодом равна нулю или очень мала, сеточный ток начинается всегда при отрицательных потенциалах сетки за счёт начальных скоростей электронов (рис. 9.11, кривая 1). Электроны, вылетающие из катода с достаточно большими скоростями, преодолевают за счёт

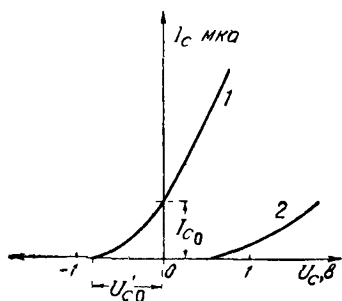


Рис. 9.11

собственной энергии тормозящие поля пространственного заряда и сетки, имеющей небольшой отрицательный потенциал, и, попадая на сетку, создают сеточный ток. Величина запирающего потенциала сетки U'_{c0} зависит от температуры катода и увеличивается с повышением накала катода. Величина «нулевого» сеточного тока I_{c0} (при $U_c = 0$) зависит в основном от конструк-

ции сетки (чем гуще сетка и чем меньше расстояние r_c , тем больше I_{c0}) и от анодного напряжения: при повышении U_a «нулевой» сеточный ток несколько уменьшается. Подобно тому, что мы имели для начального участка характеристики диода, возрастание сеточного тока в области действия тормозящего напряжения сетки может быть определено уравнением

$$I_c = I_{c0} e^{\frac{eU_c}{\kappa T}} = p I_{\kappa} e^{\frac{eU_c}{\kappa T}}, \quad (9.11)$$

где p — коэффициент перехвата электронов сеткой.

Если между сеткой и катодом существует заметная контактная разность потенциалов, то действительный потенциал сетки относительно катода равен $(U_c + U_{ck})$, где U_c — потенциал сетки, показываемый вольтметром внешней цепи, и U_{ck} — контактный потенциал сетки относительно катода. Уравнение (9.11) теперь имеет вид

$$I_c = p I_{\kappa} e^{\frac{e(U_c + U_{ck})}{\kappa T}}. \quad (9.12)$$

Обычно в усилительных лампах контактный потенциал сетки отрицателен, так как работа выхода для молибдена, из которого изготавливаются обычно сетки, значительно больше работы выхода активированных катодов, применяемых в современных усилительных лампах. В этом случае начало характеристики сдвигается вправо, и при большом значении отрицательного контактного потенциала сетки сеточный ток начинается только при некоторых положительных значениях потенциала U_c (рис. 9.11, кривая 2).

Опыт показывает, что в однотипных лампах с активированными катодами величина контактной разности потенциалов между сеткой и катодом может получаться различной. Причиной этого является покрытие сетки испаряющимся с поверхности катода активным металлом (например, барием в оксидных катодах). Создающийся на поверхности сетки активный слой уменьшает работу выхода электронов с сетки. Но уменьшение работы выхода с активированной поверхности зависит от степени покрытия, которая может получаться различной в разных лампах или даже в одной и той же лампе в зависимости от её теплового режима. По этой причине характеристика сеточного тока в начальной области у таких ламп не является устойчивой и начало её может перемещаться с течением времени, вследствие чего изменяются и свойства лампы, определяемые этим участком характеристики. В лампах с оксидными катодами степень покрытия сетки активным материалом получается весьма различной в зависимости от условий работы лампы, вследствие чего и величина U_{ck} колеблется в очень широких пределах; измерения дают значения U'_{c0} в этих лампах от -2в до нуля.

Следует отметить, что изменение работы выхода и контакт-

ного потенциала сетки в процессе работы лампы вызывает изменение рабочего режима по анодному току и может значительно ухудшить параметры лампы. Последнее наблюдается в том случае, когда при работе лампы сетка, нагреваясь, очищается от активирующего её покрытия, получившегося на ней при изготовлении лампы, работа выхода сетки увеличивается и отрицательный контактный потенциал сетки относительно катода вследствие этого возрастает. Если рабочий режим был выбран, например, при $U_c = 0$ и рабочая точка A в только что изготовленной лампе была расположена на крутом участке характеристики $I_a = f(U_c)$ (рис. 9.12), то в процессе работы, хотя внешнее постоянное напряжение сетки остаётся равным нулю, потенциал сетки делается отрицательным, начало координат $U_c = 0$ смещается влево из точки O в точку O' на величину $U_{ск}$ и рабочий режим определяется точкой B , лежащей на пологом участке характеристики анодного тока. Уменьшение крутизны S может вызвать отказ работы лампы в данной схеме.

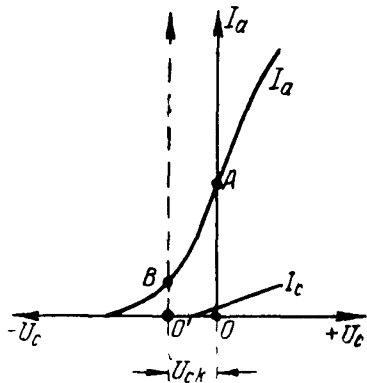


Рис. 9.12

Если рабочий режим был выбран, например, при $U_c = 0$ и рабочая точка A в только что изготовленной лампе была расположена на крутом участке характеристики $I_a = f(U_c)$ (рис. 9.12), то в процессе работы, хотя внешнее постоянное напряжение сетки остаётся равным нулю, потенциал сетки делается отрицательным, начало координат $U_c = 0$ смещается влево из точки O в точку O' на величину $U_{ск}$ и рабочий режим определяется точкой B , лежащей на пологом участке характеристики анодного тока. Уменьшение крутизны S может вызвать отказ работы лампы в данной схеме.

В лампах с катодами прямого накала неэквипотенциальность катода является причиной того, что сеточный ток при малых напряжениях U_c получается всегда меньше, чем в лампах с подогревными катодами. При подогревном эквипотенциальном катоде сетка имеет одинаковый потенциал относительно всех точек катода, вследствие чего на сетку поступают электроны со всей поверхности катода. В лампах же с катодами прямого накала сетка, присоединённая к отрицательному концу катода, имеет потенциал, различный по отношению к разным точкам катода. При $U_c = 0$ сетка фактически заряжена относительно всех точек катода отрицательно. При подаче на сетку небольшого положительного напряжения (меньшего, чем U_n) сетка ещё имеет отрицательный потенциал по отношению к большому или меньшему участку катода и с этой части катода электроны на сетку не поступают, вследствие чего общая величина сеточного тока в этих лампах при малых U_c получается значительно меньше, чем в лампах с подогревными катодами.

Правому сдвигу характеристики сеточного тока в этих лампах способствует также то, что сетка имеет относительно рабочей (эмитирующей) поверхности катода небольшое отрицательное постоянное напряжение, равное падению потенциала на недостаточно накалённом для эмиссии электронов участке отрицательного конца катода.

§ 9.5. Влияние несовершенного вакуума на характеристики триода. Обратный ток сетки

Если в электронной лампе имеется небольшое количество (остатки) газа, то при прохождении тока через лампу этот газ ионизируется, что приводит, как было указано в гл. 3, к ненормальным условиям работы катода, к искажению формы характеристик токов в лампе и к непостоянству её параметров. Ионизация газа возникает тогда, когда электроны,двигающиеся от катода к сетке и аноду, приобретают скорости, достаточно большие для ионизации газа, содержавшегося в лампе. На рис. 9.13 показана анодная характеристика $I_a = f(U_a)$ для триода с несовершенным вакуумом; пока напряжение анода мало, характеристика анодного тока не отличается от соответствующей характеристики лампы с хорошим вакуумом (показанной на рисунке пунктиром). Когда же потенциал анода, увеличиваясь, достигает величины потенциала ионизации (точнее, немного большей, чем $U_{ион}$) вследствие возникающей ионизации величина тока в анодной цепи резко возрастает — кривая в этом месте имеет характерный излом.

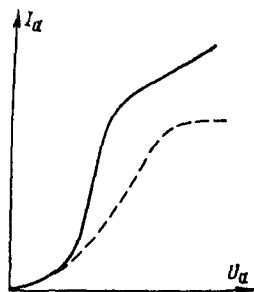


Рис. 9.13

Подсчёт образующихся ионов показывает, что число их невелико. Главное действие положительных ионов заключается в нейтрализации пространственного заряда электронов. Вследствие большой массы положительные ионы двигаются в междueleктродном пространстве с очень малыми скоростями и остаются в нём значительно большее время, чем электроны. Благодаря этому каждый положительный ион, проникая в зону пространственного заряда около катода, нейтрализует отрицательный объёмный заряд многих электронов, быстро пролетающих эту область, вследствие чего величина электронного тока значительно возрастает. Часть тока, обусловленная самими положительными ионами, совершенно незначительна по сравнению с производимыми ионами увеличением электронного тока.

Таким образом, присутствие газа в лампе изменяет её характеристики, а также и параметры. Наиболее резко изменяется крутизна характеристики S , которая в «мягких» лампах может увеличиться в несколько раз по сравнению с однотипными «жёсткими» лампами. При плохом вакууме изменения анодного тока отстают во времени от быстрых изменений потенциалов на электродах лампы, которая вследствие этого уже не является таким «безынерционным» прибором, как электронная лампа с хорошим вакуумом. Явление запаздывания анодного тока относительно напряжений сетки и анода приводит к тому, что пара-

метры лампы при работе её не определяются только статическими характеристиками, но представляются комплексными выражениями, зависящими от частоты.

Влияние ионизации находящегося в лампе газа проявляется также и на характеристиках сеточного тока. При отрицательно заряженной сетке образующиеся около сетки в пространстве сетка—анод положительные ионы двигаются к сетке, вследствие чего в её цепи устанавливается ионный ток, имеющий направление, обратное направлению нормального электронного сеточного тока. Этот ионный ток возникает сразу же, как только начинается ионизация газа, и при уменьшении отрицательного потенциала сетки увеличивается (кривая I_{ci} , рис. 9.14), так как при этом уменьшении ($-U_c$) растёт анодный ток и увеличивается число ионизирующих столкновений электронов с частицами газа.

Величина ионного сеточного тока, определяемая числом вошедших в лампу положительных ионов, пропорциональна числу электронов,двигающихся от катода на анод, и количеству содержащегося в лампе газа, а следовательно, пропорциональна давлению газа в лампе $I_{ci} = ApI_a$, где p — давление газа и A — постоянная, зависящая от размеров электродов и свойств газа, содержащегося в лампе. Следовательно,

$$p = \frac{1}{A} \frac{I_{ci}}{I_a} = \frac{1}{A} G_v. \quad (9.13)$$

Величина $G_v = \frac{I_{ci}}{I_a}$ называется коэффициентом газности, или коэффициентом вакуума лампы и в лампах с хорошим вакуумом имеет порядок $10^{-5} \div 10^{-6}$.

В трёхэлектродной лампе сеточный ток при отрицательно заряженной сетке, называемый обычно обратным током сетки, обуславливается не только ионным током, но ещё двумя важнейшими составляющими. К ним относятся:

а) ток проводимости, возникающий из-за несовершенства изоляции сетки;

б) термоэлектронный ток сетки, возникающий при нагреве сетки тепловым излучением катода и анода лампы (термоток сетки).

Ток проводимости I_{np} зависит от величины сопротивления изоляции сетки $R_{из}$ и от разности потенциалов сетка — анод $I_{np} = \frac{U_a - U_c}{R_{из}}$. Сопротивление изоляции сетки $R_{из}$ по техническим нормам выбирается большим—порядка 50—200 *Мом*, но в работающей лампе его величина может заметно упасть за счёт напыления оксида, газопоглотителя или металла электродов на изолирующие элементы арматуры лампы.

Термоэлектронный ток сетки I_m имеет заметную величину в лампах с мощными подогревными катодами и при малых рас-

стояниях сетки от катода, а также при перегреве сетки тепловым излучением анода. Величина этого тока зависит от температуры сетки и от работы выхода электронов с сетки. В лампах с оксидными катодами имеет место напыление оксида на сетку, что снижает работу выхода электронов с сетки и, следо-

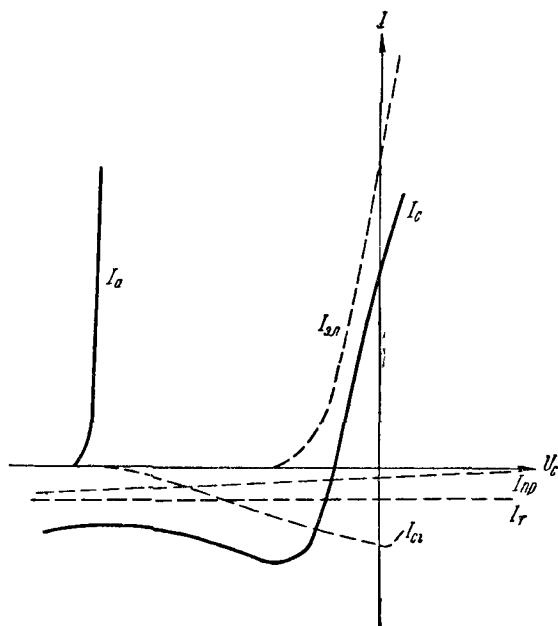


Рис. 9.14

вательно, неблагоприятно сказывается на величине тока эмиссии сетки.

Для уменьшения тока термоэлектронной эмиссии сетки принимают меры к снижению её температуры путём использования специальных радиаторов и массивных траверс с хорошей теплопроводностью и путём улучшения условий теплоизлучения. Для предотвращения снижения работы выхода сетки вследствие активировки её продуктами испарения оксидного катода иногда прибегают к золочению сетки. В этом случае барий, осаждающийся на золочёной поверхности сетки, при рабочих температурах легко диффундирует внутрь покрытия, не вызывая заметной активировки катода; работа же выхода золота велика (4,99э-в) и поэтому ток термоэлектронной эмиссии сетки получается небольшой.

На рис. 9.14 показаны пунктиром характеристики всех перечисленных составляющих обратного тока сетки I_{ci} , I_{np} , I_m , а также характеристика положительного тока сетки $I_{эл}$, возникающего при уменьшении потенциала сетки до нуля и образуемого электронами, переходящими на сетку с катода.

Ввиду того, что термоэлектронная эмиссия сетки практически бывает невелика, а напряжение на аноде, куда устремляются электроны, эмитируемые сеткой, достаточно высокое, ток термоэлектронной эмиссии сетки всегда является током насыщения и от напряжения анода и сетки не зависит. Характеристика его изображается прямой, параллельной оси напряжений U_c . Ионный ток сетки, возникающий при появлении анодного тока, растёт с ростом его, а затем, при приближении сеточного напряжения к нулю, начинает уменьшаться, спадая при $U_c > 0$ до нуля. Характеристика тока проводимости изображается прямой линией, не проходящей через начало координат. Характеристика суммарного сеточного тока лампы $I_c = I_{ci} + I_{пр} + I_m + I_{эл}$ показана сплошной линией.

Для разделения составляющих обратного тока сетки поступают следующим образом.

Подавая на сетку такой отрицательный потенциал, чтобы $I_a = 0$, измеряют сумму токов термоэлектронного и проводимости; ионного тока в этом случае не будет, так как нет электронов (анодного тока), вызывающих ионизацию газа. Для измерения тока проводимости выключают цепь накала и при холодном катоде и включённых напряжениях U_a и U_c измеряют ток в цепи сетки.

Вычитая из общего обратного сеточного тока найденные значения термоэлектронного тока и тока проводимости (в обычных условиях они очень малы), определяют ионный ток в цепи сетки.

На практике обычно не разделяют составляющие обратного тока сетки и качество лампы характеризуют величиной суммарного обратного тока сетки при определённом её напряжении.

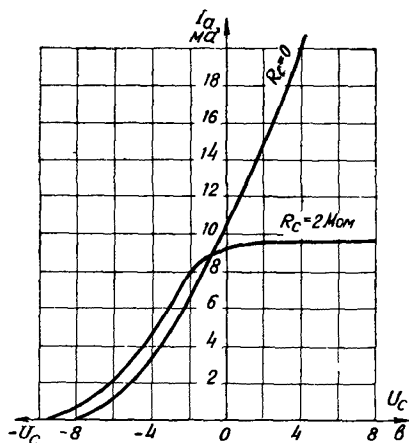


Рис. 9.15

Так как обратный ток в цепи сетки обычно весьма мал (порядка долей микроампера), то для измерения его необходимо включать в цепь сетки высокочувствительный прибор, например зеркальный гальванометр. Для той же цели можно воспользоваться методом включения в цепь сетки высокоомного сопротивления. Этот метод основан на том, что если в испытываемой лампе сначала снять обычную характеристику $I_a = f(U_c)$, а потом снять такую же характеристику при включённом в цепь со-

противлению порядка $1 \div 2 \text{ Мом}$, то в лампе с большим обратным током сетки эти характеристики не совпадают, а всегда вторая идёт выше первой (рис. 9.15). Объясняется это тем, что обратный ток сетки, проходя по сопротивлению R_c , создаёт на

нём падение напряжения $I_{c\text{обр}} R_c$, уменьшающее задаваемый на сетку отрицательный потенциал, вследствие чего анодный ток увеличивается. Отметим, что при положительных U_c электронный ток сетки создаёт на сопротивлении R_c падение напряжения, уменьшающее положительный потенциал сетки настолько, что рост анодного тока прекращается и, как показывает рис. 9.15, ток в цепи анода остаётся почти постоянным. Взяв по полученным характеристикам разность анодных токов ΔI_a при определённом напряжении сетки и зная крутизну характеристики S , получим $\Delta I_a = S \Delta U_c$, но так как $\Delta U_c = I_{c\text{обр}} R_c$, то

$$I_{c\text{обр}} = \frac{\Delta I_a}{S R_c}.$$

Максимальная величина обратного тока сетки в приёмно-усилительных лампах допускается от 0,1 до 1 мка в маломощных лампах и до 2 ÷ 5 мка в более мощных.

УСИЛИТЕЛЬНЫЕ ТРЁХЭЛЕКТРОДНЫЕ ЛАМПЫ

§ 10.1. Понятие о динамическом режиме работы триода

Для выяснения причин различия параметров усилительных ламп разных типов необходимо рассмотреть, хотя бы вкратце, простейшие ламповые схемы и рабочие процессы, происходящие в этих схемах. Это позволит выяснить, какие требования предъявляются со стороны схемы к параметрам лампы и каким образом в современных лампах эти требования удовлетворяются.

Трёхэлектродные лампы широко используются для усиления токов низкой (звуковой) частоты¹⁾.

Усиление токов низкой (звуковой) частоты применяется для получения «громкого» сигнала с мощностью, достаточной для приведения в действие телефонов или громкоговорителей, являющихся оконечным потребителем (нагрузкой) приёмной установки. Ламповые усилители в зависимости от величины требуемой от них мощности имеют то или иное число ступеней усиления. Общая схема усиления такова: усиливаемое переменное напряжение подводится к цепи сетки первой лампы усилителя (лампа первой ступени), из анодной цепи первой лампы усиленный сигнал подаётся на сетку лампы второй ступени усиления, после усиления в ней сигнал передаётся на сетку третьей лампы и т. д. до последней лампы, в анодную цепь которой включена нагрузка.

Все предварительные ступени усиления служат, как правило, для увеличения усиливаемого переменного напряжения, как говорят, для «раскачки» напряжения до такой величины, которая, действуя в цепи сетки последней лампы, обеспечит выделение в анодной цепи этой лампы необходимой для оконечного потребителя мощности. Таким образом, предварительные ступени усиления являются «усилителями напряжения» и к ним прежде всего предъявляется требование возможно большего увеличения напряжения усиливаемого сигнала, так как чем больше усиление каждой отдельной ступени, тем меньшее число ступеней потребуется для данного усилителя.

¹⁾ О применении триодов в диапазоне сверхвысоких частот см. гл 12,14.

Последняя «выходная» лампа усилителя работает в нескольких иных условиях: от этой усилительной ступени требуется выделение в оконечном потребителе (например, громкоговорителях) мощности, по величине достаточной для нормальной работы всех включённых потребителей. В этом случае напряжение на зажимах потребителя требуется обычно определённой величины, и лампа должна обеспечить это напряжение и необходимую величину тока; такой режим работы лампы называется «усилением мощности».

Принципиальную схему любой ступени усиления можно представить в виде схемы рис. 10.1. Сопротивление Z , включённое в анодную цепь лампы, является эквивалентом тех на-

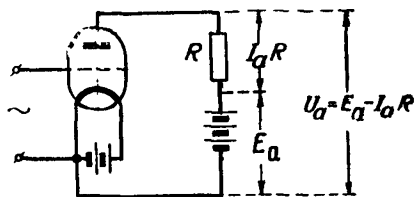


Рис. 10.1

грузочных сопротивлений (активных или реактивных), которые всегда имеются в анодных цепях ламп усилителя или приёмного устройства. Подробное изучение усилительных схем с различными по своему характеру Z является предметом специальных курсов; мы разберём основные соотношения, определяющие работу лампы в схеме, только для случая активной нагрузки в её анодной цепи, т. е. для случая, когда $Z=R$.

При наличии в анодной цепи лампы нагрузочного сопротивления R изменения анодного тока, вызываемые переменным напряжением сигнала, поданным на сетку, уже не определяются только статической характеристикой $I_a=f(U_c)$ при $U_a=\text{const}$, так как анодное напряжение в этом случае также обязательно будет изменяться. Действительно, из схемы рис. 10.1 видно, что анодное напряжение, т. е. разность потенциалов между анодом и катодом U_a , всегда меньше напряжения анодной батареи E_a , на величину падения напряжения, создаваемого анодным током в нагрузочном сопротивлении R ,

$$U_a = E_a - I_a R. \quad (10.1a)$$

Если при изменении потенциала сетки анодный ток увеличится, то увеличится падение напряжения $I_a R$, а напряжение на аноде уменьшится. Точно так же уменьшение анодного тока всегда сопровождается увеличением потенциала анода U_a относительно катода. Эти изменения анодного напряжения, конечно, влияют на величину анодного тока, причём влияние изменения U_a на анодный ток всегда противоположно действию на анодный ток изменения сеточного потенциала. Например, если на сетке увеличивается отрицательный потенциал и анодный ток вследствие этого уменьшается, то увеличивающееся при этом анодное напряжение препятствует уменьшению анодного тока. Изме-

ния анодного тока зависят, следовательно, от совместного действия двух переменных потенциалов: сетки и анода. Такой режим работы лампы называется *динамическим*, зависимости анодного тока от потенциалов U_c и U_a в этом режиме определяются *динамическими характеристиками* и *динамическими параметрами*. Так как анодный ток является функцией двух переменных: $I_a = f(U_c, U_a)$, то

$$dI_a = \frac{\partial I_a}{\partial U_c} dU_c + \frac{\partial I_a}{\partial U_a} dU_a;$$

вводя в это выражение известные нам параметры лампы, получим

$$dI_a = S dU_c + \frac{1}{R_i} dU_a. \quad (10.2)$$

Формулы (10.1a) и (10.2) являются основными исходными соотношениями при изучении динамического режима.

§ 10.2. Динамические характеристики триода

Для сравнения статических и динамических характеристик трёхэлектродной лампы рассмотрим характеристики, показанные на рис. 10.2. Кривая 1 показывает зависимость анодного тока от напряжения на сетке при постоянном анодном напряжении, т. е. является статической анодно-сеточной характеристикой, получающейся, когда в цепи анода не включено нагрузочное сопротивление ($R=0$), и анодное напряжение равно напряжению анодной батареи ($U_a = E_a = 160$ в). Кривая 2 также показывает зависимость анодного тока от потенциала сетки, но она снята при включённом в цепь анода нагрузочном сопротивлении $R = 20\,000$ ом, причём при снятии этой характеристики напряжение питания поддерживалось постоянным такой же величины, как и для первой кривой, т. е. $E_a = 160$ в. Начальные точки обеих кривых совпадают, так как при анодном токе, близком к нулю, потери напряжения в сопротивлении R нет и в обоих случаях для начальных точек $U_a = E_a$.

При уменьшении отрицательного потенциала сетки появляющийся анодный ток создаёт падение напряжения на сопротивлении R и напряжение анода становится меньше, чем E_a , поэтому значения анодного тока при $R \neq 0$ получаются меньшими, чем в случае статической характеристики при $R=0$. Чем больше увеличивается анодный ток, тем сильнее уменьшается анодное напряжение и тем больше отклоняется от статической характеристики динамическая характеристика. Рисунок 10.2 ясно показывает, что динамическая характеристика $I_a = f(U_c)$ идёт ниже, с меньшей крутизной, чем статическая анодно-сеточная характеристика. Наклон динамической характеристики $I_a = f(U_c)$ зависит для данной лампы от величины нагрузочного сопротивления, при большем сопротивлении R анодное напряжение

уменьшается сильнее и динамическая характеристика пойдёт ещё выше.

Отметим, что в этом режиме изменяется и характеристика тока сетки. Поскольку увеличение анодного тока в динамическом режиме сопровождается уменьшением анодного напряже-

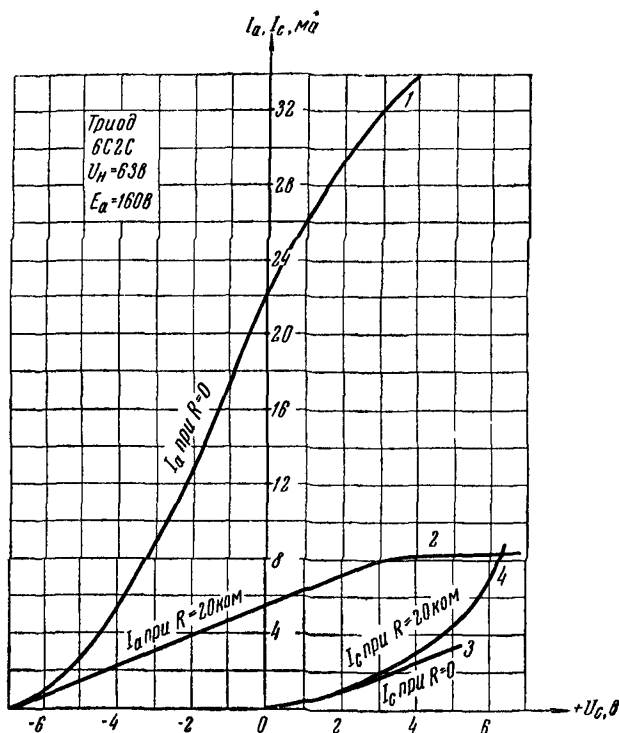


Рис. 10.2

ния, то ток в цепи сетки получается больше, чем в статическом режиме при тех же потенциалах сетки. Согласно формулам токораспределения ток сетки пропорционален $\left(\frac{U_c}{U_a}\right)^{1/2}$. В динамическом режиме при увеличении положительного потенциала сетки отношение $\frac{U_c}{U_a}$ возрастает быстрее, чем в статическом при $U_a = \text{const}$, поэтому характеристика сеточного тока при наличии в анодной цепи нагрузочного сопротивления идёт значительно выше, чем соответствующая статическая характеристика $I_c = f(U_c)$ (кривые 3 и 4 рис. 10.2).

Все точки динамической характеристики $I_a = f(U_c)$ определяют величину анодного тока при разных анодных напряжениях; каждой точке соответствует определённое, отличающееся от других

точек значение U_a . Поэтому динамическую характеристику можно представлять себе в семействе статических анодно-сеточных характеристик как результат перехода рабочей точки с одной кривой этого семейства на другие, именно: с увеличением анодного тока рабочая точка, поднимаясь, переходит вправо с

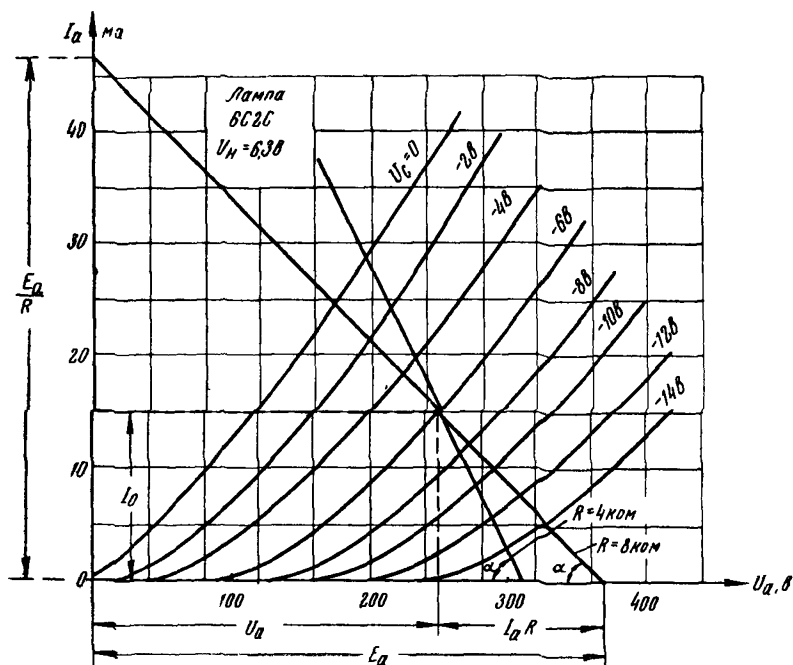


Рис. 10.3

характеристик с большим U_a на характеристики с меньшим U_a и, наоборот, при уменьшении анодного тока рабочая точка, спускаясь вниз, будет переходить влево на характеристики с большими значениями U_a .

Практически можно получить динамические характеристики так же, как и статические, снимая зависимость $I_a = f(U_c)$, только в анодную цепь надо включить нагрузочное сопротивление R и при снятии характеристик поддерживать постоянство не U_a , а E_a .

Имея семейство статических характеристик лампы, можно найти динамическую характеристику графическим способом. Для этой цели удобнее всего использовать семейство анодных статических характеристик $I_a = f(U_a)$, снятых при различных $U_c = \text{const}$. На рис. 10.3 представлено такое семейство для лампы типа 6C2C. Уравнение анодной динамической характеристики $I_a = f(U_a)$ в случае активной нагрузки R может быть

найден из известного нам соотношения (10.1): $U_a = E_a - I_a R$. Определяя отсюда I_a , найдём, что

$$I_a = \frac{E_a}{R} - \frac{1}{R} U_a. \quad (10.16)$$

Таким образом, динамическая анодная характеристика представляется уравнением прямой, имеющей угловой коэффициент (тангенс угла, образуемого этой прямой с осью абсцисс), равный $-\frac{1}{R}$ и отсекающий отрезки: на оси абсцисс E_a и на оси ординат $\frac{E_a}{R}$. Эту прямую можно построить одним из следующих способов:

1) Если задана исходная рабочая точка (I_a, U_a) , через которую должна пройти динамическая характеристика, то надо провести через эту точку прямую, наклонённую к оси напряжений под углом $\alpha = \arctg \frac{1}{R}$ ¹⁾. (На рис. 10.3, взята для примера исходная рабочая точка при $U_a = 250$ в и $U_c = -6$ в.)

2) К заданному напряжению U_a прибавим падение напряжения в сопротивлении R при токе I_0 (в точке $U_a = 250$ в, $U_c = -6$ в); получим напряжение, которое должна иметь батарея, чтобы создать в анодной цепи ток I_0 при включённом в неё сопротивлении R : $E_a = U_a + I_0 R$. Проведя прямую через заданную исходную рабочую точку и точку E_a (на оси абсцисс), получим динамическую характеристику $I_a = f(U_c)$.

3) Если задано напряжение питания E_a и сопротивление нагрузки R , то динамическую характеристику удобнее всего строить по отрезкам на осях, проводя прямую так, чтобы она отсекала на вертикальной оси отрезок, равный $\frac{E_a}{R}$, а на горизонтальной оси — отрезок, равный E_a .

Точки пересечения анодной динамической характеристики со статическими определяют те значения анодного тока, которые получаются в схеме при соответствующих напряжениях сетки. Что это действительно так, видно из следующего рассуждения: так как построенная прямая составляет с осью абсцисс угол $\alpha = \arctg \frac{1}{R}$ и для любой её точки можно написать уравнение

1) При вычислении $\tg \alpha = \frac{1}{R}$ необходимо учесть масштабы, в которых отложены значения I_a и U_a на графике. Если взять I_a в масштабе «а» миллиампер в единице длины и U_a в масштабе «в» вольт в такой же единице, то легко получить, что $\tg \alpha = \frac{b}{a} \cdot \frac{1}{R} 10^3$, где R — сопротивление в омах.

$I_a R = E_a - U_a$, то она является геометрическим местом значений тока I_a при наличии в анодной цепи нагрузочного сопротивления R и при постоянстве напряжения батареи E_a ; с другой стороны, геометрическим местом значений тока, проходящего через лампу при каком-либо значении напряжения сетки, является статическая характеристика $I_a = f(U_a)$, снятая при этом напряжении сетки. Следовательно, если при $E_a = \text{const}$ и сопротивлении R в цепи анода установить на сетке напряжение U_c , то величина анодного тока определится точкой пересечения этих двух геометрических мест: построенной прямой и характеристики $I_a = f(U_a)$ при установленном $U_c = \text{const}$. На рис. 10.3 построены динамические характеристики для $R=4 \text{ ком}$ и $R=8 \text{ ком}$

§ 10.3. Динамические параметры триода

В предыдущем параграфе было указано, что крутизна динамической характеристики зависит от величины нагрузочного сопротивления R . Выясним теперь эту зависимость более точно

Дифференцируя уравнение (10.1а), получим соотношение

$$dU_a = -R dI_a, \quad (10.3)$$

показывающее, что изменение анодного напряжения равно по абсолютной величине изменению напряжения на зажимах нагрузочного сопротивления R , но по знаку всегда противоположно, т. е. когда напряжение на нагрузке увеличивается, потенциал анода относительно катода уменьшается и наоборот

Подставляем значение dU_a из ф-лы (10.3) в уравнение (10.2)

$$dI_a = S dU_c + \frac{1}{R_i} dU_a = S dU_c - \frac{R}{R_i} dI_a,$$

откуда

$$\left(1 + \frac{R}{R_i}\right) dI_a = S dU_c.$$

Определяя отсюда отношение $\frac{dI_a}{dU_c}$, найдём крутизну характеристики при включённом в анодную цепь сопротивлении R , т. е. крутизну динамической характеристики,

$$S_\partial = \frac{dI_a}{dU_c} = \frac{S}{1 + \frac{R}{R_i}}. \quad (10.4)$$

Полученное выражение показывает, что S_∂ всегда меньше S . Чем больше нагрузочное сопротивление R , тем меньше S_∂ : $S_\partial = S$ при $R=0$, $S_\partial = 0$ при $R \rightarrow \infty$.

Другой параметр лампы — коэффициент усиления при динамическом режиме — определяется как отношение переменного напряжения, создаваемого на сопротивлении нагрузки R , к переменному напряжению, действующему в цепи сетки, и, следовательно, показывает, во сколько раз переменное напряжение, снимаемое с нагрузочного сопротивления R , больше переменного напряжения, подводимого к сетке усилительной лампы. Это отношение, которое можно назвать динамическим коэффициентом усиления, определяет то действительное усиление, которое даёт лампа в рассматриваемой схеме с сопротивлением нагрузки R , и является, следовательно, коэффициентом усиления данной ступени усилителя. Обозначая его через K и выражая через изменения соответствующих напряжений, имеем

$$K = \frac{dU_R}{dU_c},$$

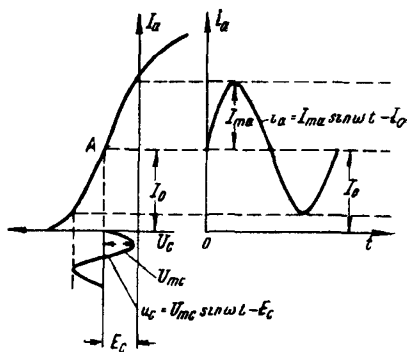


Рис. 10.4

где dU_R — изменение напряжения на зажимах нагрузочного сопротивления, равно $dU_R = R dI_a$.

Подставляя в это выражение значение dI_a из предыдущего вывода, получим

$$K = \frac{R dI_a}{dU_c} = R S_0 \quad (10.5)$$

или

$$K = \frac{RS}{1 + \frac{R}{R_i}} = \frac{RS R_i}{R_i + R} = \frac{\mu}{1 + \frac{R_i}{R}}, \quad (10.6)$$

т. е. динамический коэффициент усиления лампы (или, вернее, усилительной ступени) всегда меньше статического коэффициента усиления и зависит от величины нагрузочного сопротивления; при изменении сопротивления нагрузки R изменяется и K в пределах $K=0$ при $R=0$; $K \rightarrow \mu$ при $R \rightarrow \infty$.

Подавая на сетку лампы переменное напряжение сигнала, мы получаем пульсирующий ток в анодной цепи, который, протекая всё время в одном направлении, периодически изменяет свою величину.

Возьмём на прямолинейном участке динамической характеристики $I_a = f(U_c)$ (рис. 10.4) рабочую точку A при постоянном отрицательном напряжении на сетке E_c , называемом напряжением смещения, и подадим на сетку переменное синусоидальное напряжение $u_c = U_{mc} \sin \omega t$, которое покажем в виде кривой,

смещённой относительно вертикальной оси на величину E_c . Анодный ток в точке A равняется I_0 ; под действием переменного напряжения на сетке анодный ток изменяется по кривой $i_a = f(t)$, определяемой из характеристики и показанной в правой части рис. 10.4. Этот изменяющийся анодный ток можно представить как сумму токов постоянного I_0 и переменного $i_{a\sim} = I_{ma} \sin \omega t$

$$i_a = I_0 + I_{ma} \sin \omega t. \quad (10.7)$$

В этом пульсирующем токе наиболее интересной является переменная составляющая тока $I_{ma} \sin \omega t$, так как именно от её величины зависит эффект усиления как напряжения, так и мощности.

Считая динамическую характеристику прямолинейной, имеем из графика $I_{ma} = S_\partial U_{ac}$.

Так как

$$S_\partial = \frac{S}{1 + \frac{R}{R_i}} = \frac{SR_i}{R_i + R} = \frac{\mu}{R_i + R}, \quad (10.8)$$

то амплитуда переменной составляющей анодного тока равна

$$I_{ma} = \frac{\mu U_{mc}}{R_i + R} \quad (10.9)$$

или, переходя к мгновенным значениям переменных составляющих,

$$i_{a\sim} = \frac{\mu u_{c\sim}}{R_i + R}. \quad (10.10)$$

Уравнения (10.9) и (10.10) позволяют рассматривать анодную цепь усилительной лампы в виде эквивалентной схемы рис. 10.5. В этой схеме лампа заменена источником переменного тока $\mu u_{c\sim}$, который, имея электродвижущую силу в μ раз большую, чем напряжение возбуждения $u_{c\sim}$, подаваемое на сетку лампы, и внутреннее сопротивление R_i , работает на внешнюю цепь с сопротивлением R и создаёт в ней переменный ток $i_{a\sim}$.

В случае работы рассматриваемой схемы как усилителя напряжения важно получить возможно большее переменное напряжение на внешнем сопротивлении $u_{R\sim} = i_{a\sim} R$. Это напряжение больше, чем подводимое к цепи сетки переменное напряжение возбуждения, в K раз

$$K = \frac{i_{a\sim} R}{u_{c\sim}} = \frac{\mu u_{c\sim} R}{(R_i + R) u_{c\sim}} = \frac{\mu}{1 + \frac{R_i}{R}}.$$

Для ступени, работающей усилителем мощности, важно знать мощность, выделяемую переменной составляющей анодного тока в нагрузочном сопротивлении. Для случая активной нагрузки получаем значение интересующей нас мощности

$$P_R = \frac{1}{2} I_{ma}^2 R$$

или, согласно уравнению (10.9),

$$P_R = \frac{\mu^2 U_{mc}^2 R}{2(R + R_i)^2}. \quad (10.11)$$

При условии постоянства задаваемого извне переменного напряжения сетки U_{mc} мощность P_a достигает максимума при $R = R_i$ и равна

$$P_{R_{макс}} = \frac{\mu^2 R_i}{2 \cdot 4 R_i^2} U_{mc}^2 = \frac{1}{8} \frac{\mu^2}{R_i} U_{mc}^2 = \frac{1}{8} \mu S U_{mc}^2. \quad (10.12)$$

Выражение (10.12) показывает, что полезная мощность, получаемая от усилительной лампы, зависит от величины переменного напряжения, действующего на сетке, и от произведения параметров лампы μS .

Мощность, выделяемая переменной составляющей анодного тока в нагрузочном сопротивлении R , может быть определена графическим способом по семейству характеристик $I_a = f(U_a)$.

На рис. 10.6 представлено семейство статических характеристик и проведена динамическая характеристика под углом $\alpha = \arctg \frac{1}{R}$ к оси абсцисс

Пусть исходное положение рабочей точки находится в точке A при анодном напряжении U_a и сеточном U_c ; под действием переменного напряжения, подводимого к сетке, её потенциал меняется от U_c до U_c'' , т. е. амплитуда изменения напряжения сетки равна $U_{mc} = U_c' - U_c = U_c - U_c''$. Анодный ток при этом

изменяется от точки A до точки B , лежащей на характеристике при U_c' , и до точки D , лежащей на характеристике при U_c'' . Амплитуда переменной составляющей анодного тока I_{ma} ,

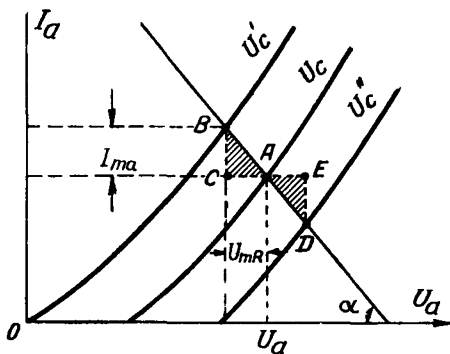


Рис 10.6

очевидно, равна отрезку BC или отрезку ED (в области прямолинейных участков характеристик эти отрезки равны).

Отрезок \overline{AC} равен

$$\overline{AC} = \overline{BC} \operatorname{ctg} \alpha = I_{ma} R = U_{mR},$$

т.е. определяет амплитуду переменного напряжения на сопротивлении R . Мощность, выделяемая в сопротивлении, равна

$$P_R = \frac{1}{2} I_{ma} U_{mR} = \frac{1}{2} \overline{BC} \overline{AC},$$

т. е. может быть измерена (в соответствующем масштабе) величиной площади треугольника ABC (или AED).

Из рис. 10.6 найдём, что крутизна S_∂ на прямолинейном участке равна

$$S_\partial = \frac{I_{ma}}{U_{mc}} = \frac{\overline{BC}}{U'_c - U_c} = \frac{\overline{ED}}{U_c - U'_c}.$$

Динамический коэффициент усиления по напряжению равен

$$K = \frac{U_{mR}}{U_{mc}} = \frac{\overline{AC}}{U'_c - U_c} = \frac{\overline{AE}}{U_c - U'_c}.$$

§ 10.4. Выбор рабочего режима усилительного триода

Вследствие криволинейности характеристик триода переменное напряжение на выходе лампы всегда несколько отличается по форме от переменного напряжения на входе, т. е. усиление всегда сопровождается искажениями. В то же время во многих практических случаях допустимы лишь очень небольшие искажения. Опыт показывает, что при правильном выборе режима лампы это требование практически может быть удовлетворено и искажения формы сигнала при усилении могут быть получены достаточно малыми. В дальнейшем такой режим будем называть, для краткости, режимом неискажённого усиления.

Для получения неискажённого усиления нужно выбрать такой рабочий режим, чтобы, во-первых, не было сеточного тока и, во-вторых, изменения анодного тока были бы прямо пропорциональны изменениям сеточного потенциала. Оба эти требования удовлетворяются, если лампа имеет «левую» характеристику, прямолинейная часть которой располагается левее оси ординат при отрицательных потенциалах сетки.

На рис. 10.7 показаны характеристики $I_a = f(U_c)$, соответствующие двум анодным напряжениям U'_a и U''_a . Характеристика при меньшем анодном напряжении (кривая 1) имеет небольшой «левый» прямолинейный участок; чтобы использовать весь этот участок для колебания анодного тока, необходимо рабочую точку (исходное значение анодного тока) выбрать в середине это-

го прямолинейного участка — в точке A . Для этого надо задать на сетку постоянное отрицательное напряжение E'_c , называемое, как указывалось, напряжением смещения. Чтобы иметь возможность получить более сильные колебания анодного тока, необходимо характеристику сдвинуть больше влево (кривая 2), что достигается повышением анодного напряжения до величины

U''_a . Чтобы и в этом случае рабочую точку установить в середине прямолинейного участка (в точке B), надо задать на сетку большее от-

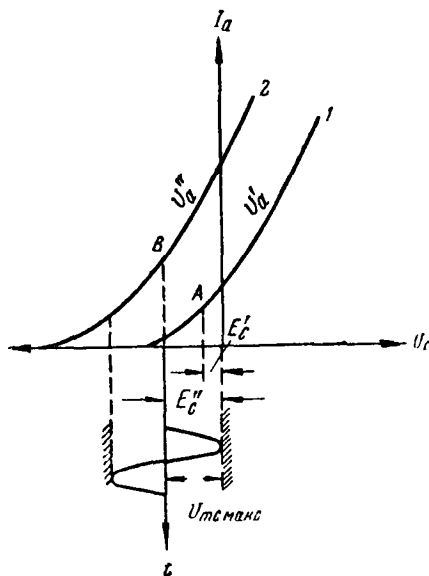


Рис. 10.7

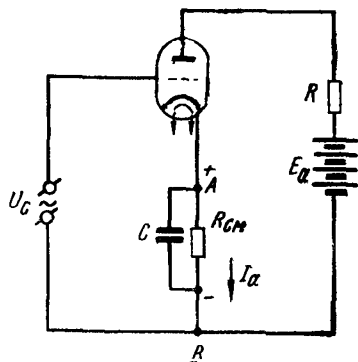


Рис. 10.8

рицательное смещение E''_c . Следовательно, чем больше взято анодное напряжение в данной лампе, тем большее отрицательное напряжение смещения необходимо включить в цепь сетки. Так как запирающее напряжение сетки $U_{с\text{зап}}$ равняется

$$U_{с\text{зап}} = -DE_a = -\frac{E_a}{\mu}, \quad (10.13)$$

то напряжение смещения можно приближённо рассчитать по формуле

$$E_c \approx -\frac{1}{2}DE_a = -\frac{E_a}{2\mu}. \quad (10.14)$$

Это напряжение смещения в цепи сетки можно получить или от специальной батареи смещения, или использовать для этой цели постоянное сопротивление, включаемое в анодную цепь. На рис. 10.8 показана такая схема с «автоматическим смещением» потенциала сетки. Анодный ток I_a , проходя через сопротивление $R_{с\text{м}}$, включённое между катодом и минус-зажимом анодной батареи, создаёт в нём падение напряжения

$U = I_a R_{сж}$. Сетка присоединяется к точке B , имеющей отрицательный потенциал по отношению к точке A , соединённой с катодом. Следовательно, сетка имеет по отношению к катоду отрицательное напряжение, равное

$$U_c = -I_a R_{cm}.$$

Параллельно сопротивлению R_{cm} подключается конденсатор C , имеющий достаточно большую ёмкость; этот конденсатор

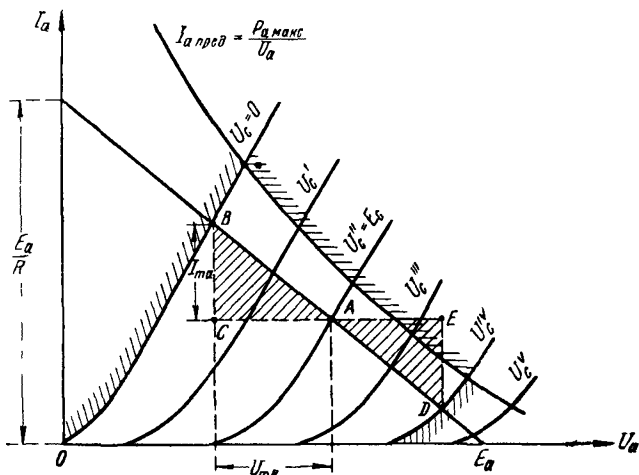


Рис. 10.9

сглаживает пульсации напряжения на зажимах сопротивления $R_{с.л.}$, создающиеся вследствие того, что анодный ток непрерывно изменяется под действием включённого в цепь сетки напряжения сигнала U_c .

Чтобы при работе лампы в цепи сетки не возникал электронный ток, амплитуду переменного напряжения сетки U_{mc} следует выбирать так, чтобы её максимальное значение $U_{mc \text{ макс}}$ не превосходило напряжения смещения ($U_{mc \text{ макс}} < |E_c|$) (рис. 10.7). Тогда мгновенное напряжение сетки всегда отрицательно и сеточный ток отсутствует.

На рис. 10.9 участок анодной динамической характеристики BD соответствует прямолинейному участку анодно-сеточной характеристики; на нём, следовательно, может осуществляться усиление без искажений. Точка B определяется пересечением динамической характеристики со статической анодной характеристикой при $U_c = 0$ (для наглядности выделена штриховкой). Точка D определяется пересечением со статической характеристикой при напряжении сетки U_c^{IV} , соответствующем началу нижнего криволинейного участка анодно-сеточной характеристики. Заметим, что внутри участка BD отрезки, отсекаемые соседними

статическими характеристиками на динамической характеристике, должны быть приблизительно равны друг другу. Напряжения смещения следует выбирать таким, чтобы исходная точка A находилась примерно на середине участка BD .

При выборе рабочего режима лампы усилителя мощности необходимо обратить внимание на то, чтобы при работе лампы на её аноде рассеивалась мощность, не превосходящая величины, допустимой для этой лампы, $P_{a \text{ макс}}$. Так как в режиме постоянного тока мощность, рассеиваемая на аноде $P_a = I_a U_a$, то при каждом анодном напряжении существует определённая величина постоянного анодного тока, выше которой ток через лампу допускать нельзя, исходя из предельной нагрузки анода. Это предельное значение постоянного анодного тока равно

$$I_{a \text{ пред}} = \frac{P_{a \text{ макс}}}{U_a}. \quad (10.15)$$

На рис. 10.9 на семейство анодных характеристик нанесён график предельного тока, являющийся гиперболой. Гипербола предельного тока ограничивает область динамического режима лампы сверху. При выборе режима работы лампы динамическая характеристика должна быть проведена таким образом, чтобы исходная точка A динамического режима не переходила за линию предельного тока, так как при несоблюдении этого условия $I_a > I_{a \text{ пред}}$ и мощность, рассеиваемая анодом лампы, превосходит допустимую.

Заметим, что линия предельного тока ограничивает величину лишь постоянной составляющей тока через лампу. Мгновенные значения анодного тока могут, вообще говоря, в отдельные моменты времени превосходить величину $I_{a \text{ пред}}$.

§ 10.5. Междуэлектродные ёмкости в триоде

Как показывают теории и опыт, полезное действие усилительной лампы зависит не только от параметров μ , S , R , но еще и от междуэлектродных ёмкостей в лампе.

В трёхэлектродной лампе имеются три междуэлектродные ёмкости: ёмкость между сеткой и катодом $C_{ск}$, ёмкость между анодом и сеткой $C_{ас}$ и ёмкость между анодом и катодом $C_{ак}$.

Величина каждой из этих ёмкостей зависит от размеров электродов и расстояний между ними и определяется как ёмкостью самих соответствующих электродов, так и ёмкостью держателей, на которых эти электроды укреплены, и токоподводящих проводников (вводов), соединяющих электроды с наружными контактами лампы. Ёмкость между держателями электродов и вводами играет тем большую роль во всей междуэлектродной ёмкости, чем длиннее эти проводники и чем ближе друг к другу они помещены. При обычной конструкции усилительной трёхэлектродной лампы, когда вводы всех электродов проходят

сквозь одну нижнюю ножку лампы, ёмкость их составляет от 30 до 50% общей ёмкости между электродами.

В трёхэлектродных усилительных лампах междуэлектродные ёмкости имеют небольшую величину порядка от 1 до 10 пф; в стеклянных лампах без металлизации баллона обычно наименьшей бывает ёмкость анод—катод и наибольшее значение наблюдается для C_{ac} .

В металлических лампах вследствие заземления катода в нормальных усилительных схемах ёмкость анод—катод получается весьма большой (от 6 до 12 пф) и наименьшей часто бывает ёмкость C_{ac} . В лампах с большими по размерам электродами (мощные усилительные и генераторные лампы) междуэлектродные ёмкости увеличиваются до 30—50 пф.

Измеряемые при ненакалённом катоде внутриламповые ёмкости, называемые «холодными», отличаются от «горячих» значений этих ёмкостей, получающихся в рабочем режиме лампы.

При накалённом катоде вследствие образования пространственного заряда изменяется распределение потенциала между электродами и внутриламповые ёмкости увеличиваются. Это увеличение междуэлектродных ёмкостей получается тем большее, чем выше температура катода и чем больше величина тока, проходящего в лампе. Наибольшее влияние пространственного заряда и наибольшее изменение при переходе от холодных ёмкостей к горячим наблюдается для ёмкости C_{ck} . По исследованиям Стретта в лампах с плоскими электродами увеличение ёмкости C_{ck} в предположении отсутствия «образования островков» определяется формулой

$$\Delta C_{ck} = \left[\frac{1}{3} \left(1 + \frac{4r_m}{r_c} \right) + \frac{8}{9} \frac{r_a - r_c}{r_c} \left(\frac{U_d}{U_a} \right)^{1/2} \right] C_{ck} \quad (10.16)$$

и может достигать 50% от значения этой ёмкости при холодном катоде.

На рис. 10.10 показана зависимость изменения ёмкости ΔC_{ck} от отрицательного напряжения смещения на сетке для усиленного триода.

В лампах с редкими сетками, где имеет место образование островков, эффект увеличения ёмкости в рабочем режиме по сравнению с ёмкостью при холодном катоде проявляется слабее.

Следует указать ещё на тот факт, что междуэлектродные ёмкости лампы при включении её в схему изменяются вследствие постепенного прогрева лампы в продолжение 15—20 мин от момента включения. Эти изменения ёмкостей объясняются тем, что изменяются размеры электродов вследствие расширения их при повышении температуры и изменяется диэлектрическая постоянная стекла ножки и баллона при нагреве их и это, конечно, должно сказаться на величине междуэлектродных ёмкостей.

Так как напряжения сетки и анода при работе лампы изменяются, то переменные разности потенциалов, действующие между электродами, создают через межуэлектродные ёмкости ёмкостные токи, влияющие, конечно, на рабочий режим цепей лампы и в большинстве случаев сказывающиеся в искажениях и изменении усиления, даваемого лампой. Величина ёмкостных

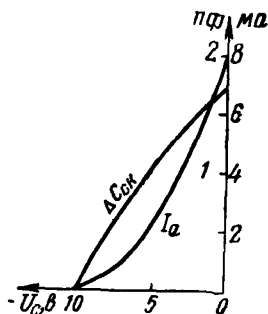


Рис. 10 10

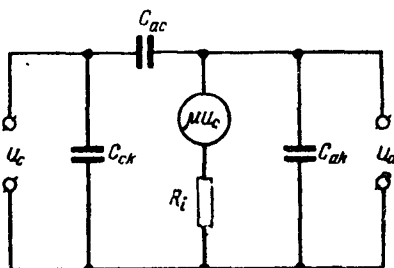


Рис. 10 11

токов тем больше, чем выше частота переменных напряжений, действующих в цепях сетки и анода триода и чем больше межуэлектродные ёмкости.

Наличие ёмкостных токов в цепях приводит к усложнению эквивалентной схемы лампы, так как, кроме активных проводимостей, рассмотренных в § 8.5, во всех цепях лампы будут и реактивные (ёмкостные) проводимости. Поэтому при работе усилительной лампы в диапазоне высоких частот, когда уже нельзя пренебречь реактивными проводимостями, эквивалентная схема для триода должна быть представлена не рис. 10.5, а в виде схемы рис. 10.11 (при $E_c < 0$).

Во входной (сеточной) цепи реактивная проводимость определяется ёмкостью сетка—катод, которая вследствие этого называется входной ёмкостью лампы; входная реактивная проводимость будет равна

$$Y_{вх} = i\omega C_{сх}.$$

Выходная реактивная проводимость равна $Y_{вых} = i\omega C_{ах}$ и соответственно ёмкость $C_{ах}$ будет являться выходной ёмкостью лампы.

Ёмкость между анодом и сеткой определяет, как уже указывалось в § 8.5, проходную проводимость, или проводимость обратного действия в лампе, которая, следовательно, в нормальных усилительных режимах, когда электронный ток в цепи сетки равен нулю, будет равняться

$$Y_{прох} = i\omega C_{ас}.$$

Ёмкость C_{ac} обычно называется проходной ёмкостью лампы. Из сказанного о проводимостях ясно видно, что междуэлектродные ёмкости являются для лампы параметрами не менее важными, чем параметры S , R_i и др.

Естественно, что учёт влияния внутриламповых ёмкостей обязателен при работе на высоких частотах, а на низких частотах этим влиянием из-за его малости можно пренебречь. Но следует отметить, что и в звуковом диапазоне частот (особенно на верхних звуковых частотах, порядка нескольких килогерц) приходится считаться с заметным проявлением проходной ёмкости C_{ac} вследствие того, что между анодом и сеткой триода, работающего в динамическом режиме, действует усиленное переменное напряжение, создающее через эту ёмкость большой ёмкостный ток.

Особенно вредным проявлением проходной ёмкости C_{ac} является то, что через эту ёмкость осуществляется обратная связь анодной цепи с сеточной цепью; при наличии в этих цепях колебательных контуров это может привести к самовозбуждению усилителя и является главным препятствием к применению триодов для усиления токов высоких частот.

§ 10.6. Типы усилительных трёхэлектродных ламп

Триоды для усиления напряжения

Для работы в предварительных ступенях усилителей низкой частоты, а также для целого ряда других схем, где требуется осуществить усиление напряжения, выпускаются специальные типы триодов — усилители напряжения.

Как следует из (10.6), для получения большой величины усиления необходимо, чтобы лампа имела высокий коэффициент усиления μ , а внутреннее сопротивление её R_i было бы значительно меньше сопротивления нагрузки R (практически в $3 \div 4$ раза). Исходя из этого, триоды для усиления напряжения изготавливают с коэффициентом усиления от $25 \div 30$ до 100, для чего у них делается достаточно густая сетка. Что касается внутреннего сопротивления лампы R_i , то здесь задача несколько облегчается благодаря тому, что сопротивление нагрузки R в диапазоне низких частот может выбираться весьма большим, порядка сотен килоом, так как на низких частотах вредное шунтирующее действие междуэлектродных ёмкостей лампы и паразитной ёмкости монтажа сказывается слабо (проводимости ωC очень малы). Это позволяет и внутреннее сопротивление триода — усилителя напряжения иметь довольно высоким — до $50 \div 100$ ком, а крутизну характеристики $S = \frac{\mu}{R_i}$ соответственно

небольшой, порядка $1 \div 2$ ма/в. Лампу с такими параметрами изготовить относительно несложно. Все триоды — усилители напряжения старых типов имеют такой порядок величины пара-

метров. Некоторые более новые образцы триодов — усилителей напряжения имеют повышенное значение крутизны (до $4 \div 5$ ма/в), что расширяет возможности их применения, позволяя использовать не только как усилители напряжения низкой частоты, но и в ряде специальных схем.

В лампах с большим коэффициентом усиления сдвиг характеристики $I_a = f(U_c)$ влево и рабочий участок характеристики при отрицательных U_c небольшие. Поэтому более выгодными в ряде случаев являются триоды с меньшим коэффициентом усиления ($\mu = 14 \div 20$). Такие лампы, в частности, применяют в трансформаторных усилителях.

В современной радиоэлектронной аппаратуре находят широкое применение сдвоенные конструкции триодов — усилителей напряжения, выполняемые в виде двух вертикально расположенных трёхэлектродных систем, имеющих каждая свой отдельный катод, выведенный наружу отдельно. Помещение двух триодных систем в общий баллон позволяет достичь более высокой идентичности параметров обеих систем. Кроме того, сдвоенные конструкции более дешёвы и компактны, чем одиночные. Использование двойных триодов целесообразно в многоламповой сложной аппаратуре, так как позволяет уменьшить её габариты, вес и стоимость.

В табл. 10.1 приведены данные некоторых триодов—усилителей напряжения, выпускаемых нашей промышленностью.

Таблица 10.1

Наименование лампы	U_n в	I_n а	μ	S ма/в	Предельные значения			$I_{собр}$ мкА	Ёмкости		
					U_a в	I_k ма	P_a вт		$C_{прот}$ пф	$C_{вх}$ пф	$C_{вых}$ пф
Триоды											
2С14Б	2,2	0,06	15	1,8	250	5	0,75	0,2	2,0	2,1	2,8
6С6Б	6,3	0,2	25	5,0	250	14	1,2	0,2	1,42	3,3	3,5
6С7Б	6,3	0,2	66	4,0	300	7	1,3	0,2	1,0	3,3	3,4
Двойные триоды											
6Н1П	6,3	0,6	35	3,2	300	25	2,0	0,5	1,85	3,8	1,5
6Н2П	6,3	0,35	97	2,0	300	10	1,0	0,25	0,7	2,25	3,0
6Н4П	6,3	0,3	41	1,75	300	8	1,5	0,1	1,6	1,55	1,5
6Н16Б	6,3	0,4	25	5,0	250	14	0,9	0,2	1,5	2,55	1,65
6Н17Б	6,3	0,4	75	3,8	250	7	0,9	0,2	1,6	2,8	1,55

Триоды для усиления мощности

Для получения от лампы большой полезной мощности необходимо иметь большую амплитуду переменной составляющей анодного тока. При неискаженном усилении для этого необходимо, чтобы характеристика лампы имела большой прямолинейный участок в области отрицательных потенциалов сетки (ср. кривые 1 и 2 на рис. 10.7). Так как сдвиг характеристики равен $U_{сзан} = -\frac{E_a}{\mu}$, то при заданной величине E_a (обычно не выше $200 \div 300$ в в приёмно-усилительных лампах) для получения большого сдвига коэффициент усиления лампы должен быть небольшой. Для увеличения амплитуды переменной составляющей анодного тока необходимо также иметь большую крутизну характеристики S , так как $I_{ma} \approx S U_{mc}$. Приблизённо примем, что мы используем всю левую часть характеристики лампы, и, следовательно, максимальная амплитуда переменного напряжения, подводимого к сетке, равна

$$U_{mc \text{ макс}} = \left| \frac{U_{сзан}}{2} \right| = \left| \frac{E_a}{2\mu} \right|.$$

Максимальная мощность выделяется согласно сказанному в § 10.3 при $R=R_i$ и определяется выражением (10.12). При подаче максимального переменного напряжения на сетку эта мощность равна

$$P_{R \text{ макс}} = \frac{1}{8} \mu S U_{mc \text{ макс}}^2 = \frac{1}{8} \mu S \frac{E_a^2}{4\mu^2} = \frac{1}{32} \frac{S}{\mu} E_a^2. \quad (10.17)$$

Полученная зависимость подтверждает наш вывод о том, что триоды для усиления мощности должны иметь большую крутизну S и малый коэффициент усиления μ .

Триоды—усилители мощности имеют катод, рассчитанный на получение большого тока в анодной цепи, и анод, рассчитанный на рассеяние значительной мощности. Крутизна характеристики в этих лампах бывает до 6 ма/в; коэффициент усиления—от 4 до 10.

Рассмотренный нами режим усиления, при котором рабочая точка располагается посредине прямолинейной части характеристики, называется режимом усиления класса А. Обозначим величину тока, соответствующую начальному положению рабочей точки в этом режиме, через I_0 ; допустим, что в режиме наибольшей возможной полезной мощности амплитуда анодного тока I_{ma} равняется I_0 . Имея в виду, что обычно при усилении амплитуда переменного напряжения на нагрузке не превышает половины напряжения питания E_a , получаем полезную мощность

$$P_R = \frac{1}{2} I_{ma} U_{ma} = \frac{1}{4} I_0 E_a$$

и полную расходуемую в анодной цепи мощность

$$P_0 = I_0 E_a.$$

Отсюда следует, что коэффициент полезного действия $\eta = \frac{P_k}{P_0}$ при усилении по классу *A* не превышает 25%, т.е. самом деле он бывает ещё меньше (порядка 15%), так как всегда из-за криволинейности характеристики приходится брать $I_{ma} < I_0$. Малый коэффициент полезного дейст

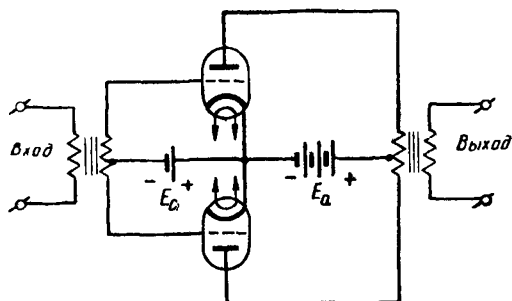


Рис. 10.12

вия и, следовательно, большая мощность, рассеиваемая на аноде, являются основным недостатком режима усиления класса *A*.

В мощных усилителях для окончательных ступеней усиления низкой частоты часто применяется двухтактная схема (рис. 10.12), в которой работают

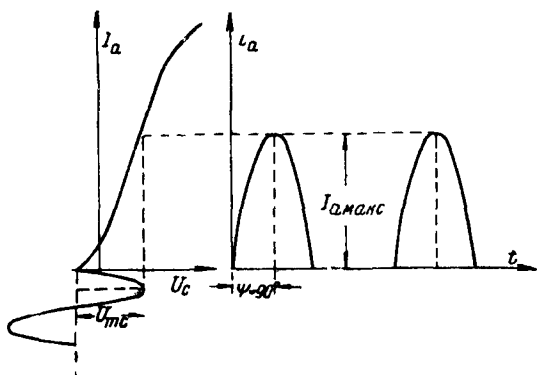


Рис. 10.13

две усилительные трёхэлектродные лампы, включённые в схему так, что переменное напряжение на сетке и изменения анодного тока в одной лампе сдвинуты по фазе на 180° относительно изменений тех же величин в другой лампе. В двухтактной схеме с успехом используется усиление класса *B*, характеризующее тем, что исходное положение рабочей точки устанавливается в начале анодно-сеточной характеристики анодного тока. При этом анодный ток каждой лампы проходит лишь на протяжении полупериода и имеет форму импульсов (рис. 10.13). Так как в двухтактной схеме лампы работают со сдвигом фаз 180°, то во вторичной обмотке выходного трансформатора создаётся электродвижущая сила, воспроизводящая поданный на сетки ламп сигнал без искажений.

При усилении класса *B* коэффициент полезного действия значительно выше, чем при усилении класса *A*. Из разложения синусоидальных импульсов в ряд Фурье найдём, что первая гармоника

$$I_{ma} = \frac{1}{2} I_{a \max},$$

а постоянная составляющая

$$I_0 = \frac{1}{\pi} I_{a \max}.$$

Отсюда

$$P_R = \frac{1}{2} I_{ma} U_{ma} = \frac{1}{2} \frac{I_{a \max}}{2} \frac{E_a}{2} = \frac{1}{8} I_{a \max} E_a,$$

и

$$P_0 = I_0 E_a = \frac{1}{\pi} I_{a \max} E_a.$$

Следовательно, коэффициент полезного действия равен

$$\eta = \frac{P_R}{P_0} = \frac{\pi I_{a \max} E_a}{8 I_{a \max} E_a} \cdot 100 \approx 40\%,$$

в то время как при усилении по классу *A* обычно η не превышает 12 ÷ 15%.

Как показывает опыт, в режиме класса *B* можно, не опасаясь искажений, работать при наличии тока в цепи сетки; необходимо только, чтобы предварительная ступень усиления обеспечила подведение в цепь сеток двухтактной ступени достаточной мощности, расходуемой в этой цепи при прохождении в ней сеточного тока. Возможность работы с сеточными токами позволяет применить для усиления по классу *B* лампы с правыми характеристиками, т. е. с большим коэффициентом усиления, что уменьшает необходимое предварительное усиление сигнала. Для небольших усилительных установок две лампы двухтактной схемы объединяются в одном баллоне, чем достигается большая компактность и меньшие размеры усилителя.

В табл. 10.2. приведены данные некоторых триодов—усилителей мощности, изготавливаемых в СССР.

Таблица 10.2

Наименование лампы	U_k в	I_k а	μ	S ма/в	R_i ком	$I_{собр}$ не более мкА	Предельные значения		
							U_a в	I_k ма	P_a вт
Триод									
6С4С	6,3	1,0	4,15	5,4	0,84	5,0	360	140	15
Двойные триоды									
1НЗС	1,2	0,12	11	1,8	6,1	1,0	150	—	1,0
6Н6П	6,3	0,75	20	11	1,8	0,5	300	45	4,8
6Н7С	6,3	0,81	35	1,6	22,8	1,5	300	125	6,0

Диод — триоды

Помимо сдвоенных триодов, в современной радиоприёмной технике широкое применение получили лампы, объединяющие в одной конструкции усилительный триод и два диода. Такая лампа носит сокращённое название двойной диод—триод. Применяются также конструкции, включающие в себя три диода и триод. Такая лампа называется тройной диод—триод. Применение этих ламп в схемах радиоприёмников позволяет уменьшить габариты и стоимость радиоаппаратуры.

На рис. 10.14 показано устройство двойного диод—триода с подогревным катодом. Около катода в верхней его части помещены два небольших плоских анода, имеющих отдельные выводы на цоколе лампы. Эти аноды вместе с катодом составляют два диода. Вдоль нижней части катода расположены сетка и анод триодной части этой лампы. Для уменьшения ёмкости между сеткой лампы и анодами диодов применяется экран, отделяющий диодную часть лампы.

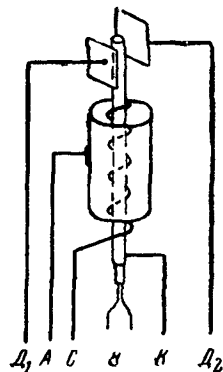


Рис 10.14

В табл. 10.3 приведены параметры некоторых двойных и тройных диод—триодов, выпускаемых нашей промышленностью

Таблица 10 3

Наименование лампы	U_n в	I_n ма	U_a в	U_c в	S ма/в	μ	P_a вт
6Г1	6,3	300	250	—9	1,9	16	2,75
6Г2	6,3	300	250	—2	1,1	100	—
6ГЗП	6,3	0,45	250	—3	1,3	63	1,0

УСИЛИТЕЛЬНЫЕ ТЕТРОДЫ И ПЕНТОДЫ

§ 11.1. Экранирующая сетка в усилительных лампах

Проходная ёмкость в тетроде

На высоких частотах через проходную ёмкость триода C_{ac} может значительно просачиваться энергия высокочастотных колебаний из анодной цепи в сеточную, что при наличии в этих цепях колебательных контуров может привести к самовозбуждению усилителя. Таким образом, большая проходная ёмкость C_{ac} ограничивает возможности использования триодов в качестве усилителей в диапазоне высоких частот. В 1924 г. была предложена конструкция усилительной лампы, в которой между управляющей сеткой и анодом расположена дополнительная сетка, являющаяся электростатическим экраном, уменьшающим ёмкость между анодом и управляющей сеткой. Эту сетку называют экранирующей; при тщательном её изготовлении возможно уменьшение ёмкости анод—управляющая сетка примерно в 100 раз. Усилительная лампа с экранирующей сеткой или, как её называют, тетрод может обеспечить получение устойчивого усиления на значительно более высоких частотах, чем триод.

Для уяснения принципа электростатического экранирования рассмотрим схему рис. 11.1а, в которой анод и сетка заменены двумя параллельными пластинами A и C . В цепи получающегося конденсатора C_{AC} действует источник переменного тока с электродвижущей силой E , создающий ток, величина которого равна

$$I = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C_{AC}}\right)^2}}$$

Поместим между пластинами A и C третью пластину \mathcal{E} и подключим её к цепи так, как показано на рис. 11.1б. Между пластинами A и C теперь имеются два последовательно соединённых конденсатора $C_{C\mathcal{E}}$ и $C_{\mathcal{E}A}$. Через вторую ёмкость ток протекать не будет, так как правая часть цепи замкнута накоротко проводником \mathcal{ED} . Отсутствие тока в этой цепи можно рассматривать как результат уменьшения действующей ёмкости между

A и C до нуля. Пластина \mathcal{E} , перехватывая все силовые линии, выходящие из C , экранирует пластину A от пластины C .

Для уменьшения ёмкости анод—сетка использовать в лампе сплошной экран, конечно, нельзя; для получения анодного электронного тока необходимы отверстия в экране, что достигается применением экрана в виде сетки. В связи с этим, а также ввиду наличия ёмкости между вводами практически проходную ёмкость тетрода C_{ac1} не удастся снизить до нуля, но возможно её значительное уменьшение.

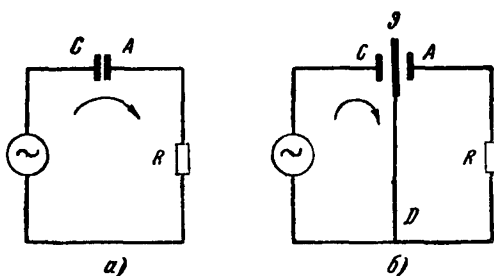


Рис 111

Действующее напряжение в тетроде

Действующее напряжение в тетроде U_{a1} , от величины которого зависит общий электронный поток, идущий от катода, определяется совместным действием потенциалов U_{c1} , U_{c2} и U_a . Обозначим проницаемость управляющей сетки, определяющую электростатическое воздействие напряжения экранирующей сетки на катод, через D_1 и проницаемость экранирующей сетки, характеризующую электростатическое воздействие анода на первую сетку, через D_2 .

Согласно представлению о действующем напряжении можно заменить действие напряжений анода и экранирующей сетки действием одного напряжения, приложенного к эквивалентному аноду, расположенному на месте экранирующей сетки. Так как вследствие большой густоты витков экранирующей сетки её проницаемость очень мала, это действующее напряжение будет достаточно точно определяться формулой

$$U_{a2} = U_{c2} + D_2 U_a. \quad (11.1)$$

В свою очередь, совместное действие эквивалентного анода с напряжением U_{a2} и управляющей сетки с напряжением U_{c1} можно свести к действующему напряжению эквивалентного анода, расположенного на месте управляющей сетки. Величина этого действующего напряжения равна

$$U_{a1} = \frac{U_{c1} + D_1 U_{a2}}{1 + \kappa_1 D_1} \approx U_{c1} + D_1 U_{a2} = U_{c1} + D_1 U_{c2} + D_1 D_2 U_a. \quad (11.2)$$

Полученное выражение показывает, что общая проницаемость лампы, характеризующая ослабление воздействия анодного напряжения на пространственный заряд у катода по срав-

нению с напряжением управляющей сетки, равна $D = D_1 D_2$, т. е. значительно уменьшается, так как D_1 и D_2 всегда имеют значения, меньшие единицы.

Из ф-лы (11.1) видно также, что относительное влияние напряжения экранирующей сетки U_{c2} на величину U_{a1} и, следовательно, на величину анодного тока значительно сильнее, чем влияние анодного напряжения, так как $D_1 > D$.

Вследствие того что проницаемость экранирующей сетки D_2 обычно очень мала, действующее напряжение U_{a2} (11.1) определяется в основном величиной напряжения на экранирующей сетке U_{c2} . В частности, при $U_{c2} = 0$ действующее напряжение

$$U_{a2} = D_2 U_a \approx 0$$

и ток в анодной цепи отсутствует, несмотря на наличие положительного напряжения на аноде. Для создания тока в анодной цепи тетрода необходимо подавать положительное напряжение не только на анод, но и на экранирующую сетку.

Статические параметры тетрода

Для улучшения экранирования анода от управляющей сетки экранирующую сетку обычно делают достаточно густой. При этом ослабляется электростатическое воздействие анода на электроны, испускаемые катодом, т. е. на анодный ток. Следовательно повышается внутреннее сопротивление лампы $R_i = \frac{\partial U_a}{\partial I_a}$.

Следует заметить, что при изменении анодного напряжения в тетроде анодный ток изменяется не только за счёт изменения действующего потенциала U_{a1} , но также за счёт изменения распределения катодного тока между анодом и экранирующей сеткой, что, естественно, снижает величину внутреннего сопротивления лампы R_i (§ 11.4). Тем не менее, как показывает опыт, лампы с экранирующей сеткой в рабочих режимах могут иметь значительно большее сопротивление R_i , чем триоды.

Крутизна характеристики анодного тока в тетроде $S = \frac{\partial I_a}{\partial U_{c1}}$ имеет такой же порядок, как и в триоде соответствующих размеров.

Коэффициент усиления $\mu = \frac{\partial U_a}{\partial U_{c1}} = S R_i$ в экранированной лампе может быть получен значительно выше, чем в триоде, за счёт большой величины внутреннего сопротивления R_i .

Ввиду того что при помощи коэффициента усиления μ мы сравниваем действие на анодный ток напряжения управляющей сетки U_{c1} и напряжения анода U_a с учётом изменения как U_{a1} , так и распределения токов, то в лампе с экранирующей сеткой μ не равен $\frac{1}{D}$, а всегда $\mu < \frac{1}{D}$.

Статические характеристики тетрода

Для получения статических характеристик тетрода используется схема, изображённая на рис. 11.2.

На рис. 11.3 представлены характеристики, показывающие зависимости анодного тока I_a и тока экранирующей сетки I_{c2}

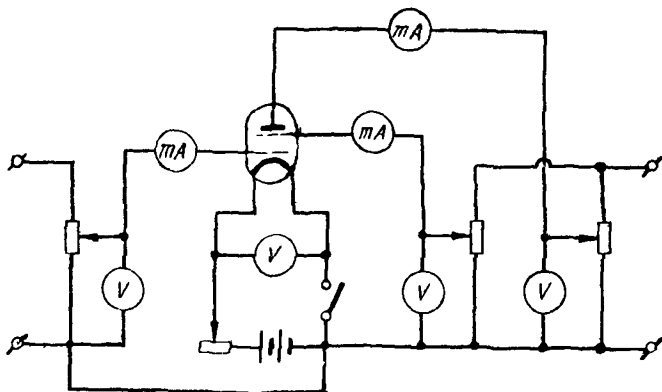


Рис. 11.2

от напряжения на экранирующей сетке U_{c2} . Из характеристик следует, что анодный ток растёт с ростом положительного напряжения экранирующей сетки. Обычно в рабочем режиме напряжение экранирующей сетки U_{c2} составляет от $\frac{1}{3} E_a$ до E_a . При этом ток I_{c2} в зависимости от соотношения $\frac{U_a}{U_{c2}}$ и конструкции лампы имеет величину от 10 до 30 % от I_a .

Зависимость анодного тока тетрода от напряжения управляющей сетки так же, как для триода, представляется в виде семейства $I_a = f(U_{c1})$ при разных значениях U_a . Но в тетроде величина тока I_a зависит и от напряжения U_{c2} , поэтому полную картину зависимости I_a от напряжений сеток и анода мы получим, снимая несколько семейств характеристик $I_a = f(U_{c1})$ (при разных U_a) для различных постоянных положительных потенциалов U_{c2} .

На рис. 11.4 представлены характеристики одного из тетродов, снятые при напряжениях на аноде 160 и 120 в для двух напряжений экранирующей сетки 80 и 60 в.

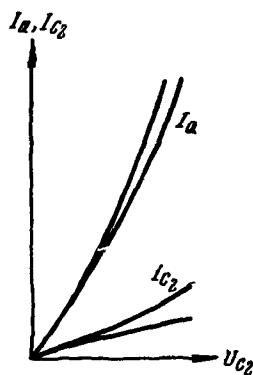


Рис. 11.3

Характеристики подтверждают то, что было сказано выше о различной степени влияния анодного напряжения и напряжения экранирующей сетки на анодный ток. Напряжение экранирующей сетки действует на анодный ток значительно сильнее, чем анодное напряжение; например, увеличение потенциала U_{c2} на 20 в увеличивает I_a и сдвигает характеристику влево

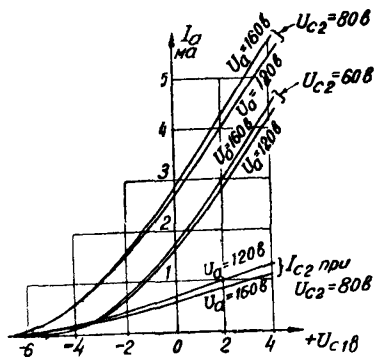


Рис. 11.4

сильнее, чем увеличение U_a на 40 в. Из рис. 11.4 видно также, что при увеличении анодного напряжения характеристика $I_a = f(U_{c1})$ сдвигается влево, не оставаясь параллельной самой себе, как в триоде, а при большем U_a кривая идёт круче, вследствие чего характеристики семейства при каком-либо постоянном U_{c2} идут веерообразным расходящимся пучком. Происходит это по двум причинам. Во-первых, увеличение U_a при постоянном значении U_{c2} вызовет увеличение коэффициента

распределения тока $\kappa = \frac{I_a}{I_{c2}}$ и анодный ток $I_a = \frac{\kappa}{\kappa+1} I_{c2}$ составит большую долю от I_{c2} , чем прежде. При этом прирост анодного тока тем больше, чем больше величина I_{c2} (т. е. чем меньше отрицательный потенциал U_{c1}), вследствие чего характеристики $I_a = f(U_{c1})$, снятые при разных U_a , по мере уменьшения отрицательного U_{c1} расходятся всё больше и больше. Во-вторых, на изменение в соотношении величин I_a и I_{c2} влияет возникновение вторичной эмиссии с экранирующей сетки, на которую благодаря её высокому потенциалу электроны падают со скоростями, достаточными для выбивания вторичных электронов. Выходящие с экранирующей сетки вторичные электроны притягиваются к аноду тем сильнее, чем выше его напряжение. Ток в цепи экранирующей сетки при этом нарастает медленнее и при больших U_a может иметь даже отрицательное направление.

Отличительной особенностью характеристик $I_a = f(U_{c1})$ ламп с экранирующей сеткой по сравнению с такими же характеристиками обычных трёхэлектродных ламп является зависимость сдвига этих характеристик влево не только от величины анодного напряжения, как в трёхэлектродных лампах, но и от величины напряжения экранирующей сетки.

Как мы видели выше (§ 8.4), сдвиг характеристики влево или, иначе, начало этой характеристики определяется тем значением напряжения сетки, при которой действующее напряжение в лампе делается равным нулю (при заданном определённом напряжении на аноде).

Отсюда сдвиг характеристики влево для триода определяется равенством

$$U_{c\text{ зан}} = -DU_a.$$

Действующее напряжение в лампе с экранирующей сеткой равняется

$$U_{\partial 1} = U_{c1} + D_1 U_{c2} + DU_a.$$

Приравнявая написанное значение $U_{\partial 1}$ нулю и определяя из получаемого уравнения $U_{c1\text{ зан}}$ напряжение управляющей сетки, определяющее начало характеристики, т. е. сдвиг характеристики влево, найдём

$$U_{c1\text{ зан}} = -(D_1 U_{c2} + DU_a). \quad (11.3)$$

Сравнение полученного значения сдвига характеристики с величиной сдвига характеристики трёхэлектродной лампы показывает, что в лампе с экранирующей сеткой характеристика при заданном U_a располагается левее, чем в трёхэлектродной, и величина этого сдвига зависит от напряжения экранирующей сетки.

Благодаря этому мы получаем в лампе с экранирующей сеткой достаточно левую характеристику (необходимую для усиления без искажений) при сравнительно небольших анодных напряжениях, несмотря на большой коэффициент усиления лампы. В трёхэлектродной лампе, обладающей таким же коэффициентом усиления, для получения такого же сдвига пришлось бы задавать на анод очень высокое напряжение.

Пример. Лампа с экранирующей сеткой при $U_a = 160$ в и $U_{c2} = 80$ в имеет коэффициент усиления $\mu = 200$; коэффициент усиления управляющей сетки равен $\mu_1 = \frac{1}{D_1} = 8$.

Определить: 1) сдвиг характеристики $I_a = f(U_{c1})$ этой экранированной лампы; 2) сдвиг характеристики трёхэлектродной лампы с таким же коэффициентом усиления $\mu = 200$ и при таком же анодном напряжении $U_a = 160$ в; 3) какое напряжение на аноде потребовалось бы иметь в этой трёхэлектродной лампе, чтобы получить такой же сдвиг характеристики влево, как у лампы с экранирующей сеткой.

Решение.

$$1) U_{c1\text{ зан}} = -\left(\frac{1}{8} 80 + \frac{1}{200} 160\right) = -(10 + 0,8) = -10,8 \text{ в}$$

$$2) U_{c0} = \frac{1}{200} 160 = 0,8 \text{ в,}$$

т. е. характеристика начнётся немного левее $U_c = 0$ и вся расположится при положительных U_c ;

3) в формулу $U_{c\text{ зан}} = -D'_{1,2}$ подставим значение $U_{c\text{ зан}} = -10,8$ в и определим U_a

$$U_a = -\frac{1}{D} \cdot U_{c\text{ зан}} = -200(-10,8) = 2160 \text{ в!}$$

Особый интерес в экранированной лампе представляют анодные характеристики, показывающие зависимость анодного тока от анодного напряжения при постоянных напряжениях на управляющей и экранирующей сетках. Такая характеристика, полученная для одного из тетродов при $U_{c1} = 0$ и $U_{c2} = 120$ в, показана на рис. 11.5, там же показана кривая изменения тока экранирующей сетки, снятая одновременно с характеристикой анодного тока.

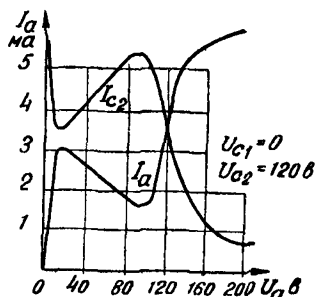


Рис. 11.5

Пока анодное напряжение меньше $15 \div 18$ в, анодный ток быстро растёт с увеличением U_a ; этот участок характеристики соответствует режиму распределения токов при $U_a \ll U_{c2}$, т. е. режиму возврата электронов от анода к экранирующей сетке. Но, начиная с $U_a = 15 \div 18$ в, характеристика резко идёт вниз, это говорит о возникновении вторичной эмиссии с анода. Электроны, выбитые с поверхности анода, притягиваются к экранирующей сетке,

имеющей высокий положительный потенциал. За счёт этих уходящих с анода электронов анодный ток уменьшается, а ток экранирующей сетки I_{c2} соответственно увеличивается.

При увеличении U_a вторичная эмиссия с анода возрастает (анодный ток падает всё больше и больше) до тех пор, пока анодное напряжение не приблизится по величине к значению U_{c2} ; тогда I_a начинает резко возрастать, а ток I_{c2} также резко уменьшаться и при $U_a > U_{c2}$ характеристика анодного тока переходит в пологую, медленно возрастающую кривую (но ток на этом пологом участке не будет током насыщения). Падающий участок характеристики анодного тока получается тем более глубоким (ток анода может стать даже отрицательным), чем больше взято положительное напряжение на экранирующей сетке.

Явление перехода вторичных электронов, выбитых с одного электрода на другой электрод, находящийся под более высоким положительным потенциалом, носит название *динатронного эффекта* (гл. 9). Динатронный эффект оказывает существенное влияние на свойства лампы в схеме. Хотя нормальные рабочие режимы экранированных ламп определяются соотношением $U_{c2} < U_a$, при работе в схеме, когда напряжение анода изменяется, а потенциал U_{c2} остаётся постоянным, в отдельные моменты времени потенциал анода может делаться меньше потенциала экранирующей сетки, что вызывает резкое уменьшение анодного тока и увеличение тока I_{c2} за счёт динатронного эффекта в цепи анода.

Явление динаatronного эффекта ограничивает возможности использования экранированных тетродов по следующим причинам.

Во-первых, вторичная эмиссия электронов с анода и с экранирующей сетки создаёт непостоянство во времени токов этих электродов, что приводит к усилению внутренних шумов в лампе и уменьшению её чувствительности для приёма слабых приходящих сигналов высокой частоты (подробнее об этом см. § 13.5).

Во-вторых, падающая характеристика анодного тока может явиться причиной возбуждения собственных колебаний в колебательных контурах, включённых в анодную цепь или связанных с ней, а это вызывает возникновение шумов и прочих помех в высокочастотном усилителе.

В-третьих, провал характеристики анодного тока является непосредственной причиной искажения формы кривой тока усиливаемого сигнала при более или менее значительном усилении, в этом случае увеличение анодного тока (вызываемое положительным импульсом переменного напряжения на сетке) может вызывать чрезмерное уменьшение напряжения анода (динамический режим), делая его величину меньше постоянного положительного напряжения экранирующей сетки. Возникающая при этом режиме эмиссия вторичных электронов с анода уменьшает анодный ток и создаёт искажения формы его кривой изменения во времени (рис. 11.6).

Последнее обстоятельство не позволяет применять экранированную лампу для усиления токов низкой частоты, которое является обычно усилением достаточно мощных сигналов. Если устранить вторичную эмиссию в экранированной лампе, то эту лампу возможно использовать для усиления низкой частоты и значительно выгоднее, чем триод. вследствие большого левого сдвига характеристики $I_a = f(U_{c1})$.

Из сказанного следует, что для улучшения свойств экранированного тетрода необходимо «подавить» в нём вторичную эмиссию. Это осуществляется с помощью либо пространственного заряда (лучевые тетроды), либо третьей сетки (пентоды).

§ 11.2. Защитная сетка в пентоде

Для уничтожения динаatronного эффекта в лампе, имеющей экранирующую сетку с высоким положительным потенциалом, наиболее часто применяют специальную сетку, помещаемую

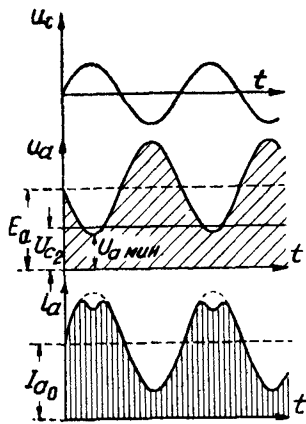


Рис. 11.6

между экранирующей сеткой и анодом. Эта сетка называется защитной, или антидинаatronной, а лампа, имеющая пять электродов: катод, анод и три сетки (управляющую, экранирующую и защитную), называется пентодом (рис. 11.7). Защитная сетка в усилительных пентодах обычно соединяется с катодом и, имея нулевой потенциал, изменяет распределение потенциала в пространстве между экранирующей сеткой и анодом, а именно, в плоскости своих витков значительно снижает потенциал.



Рис 11.7

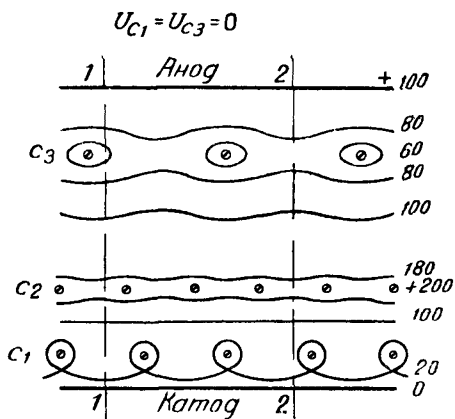


Рис. 11.8

На рис. 11.8 показана картина электрического поля в пентоде, снятая в электролитической ванне для режима, при котором в обычном тетроде (не лучевом) динаatronный эффект имел бы место: анодное напряжение взято равным 100 в, напряжение экранирующей сетки — в два раза больше, управляющая и защитная сетки соединены с катодом, так что $U_{C1} = U_{C3} = 0$. Из этого рисунка видно, что в промежутках между витками защитной сетки потенциал понизился до 70 в (если бы защитной сетки не было, то потенциал в этом месте был бы равен 125 в). Распределение потенциала между электродами, построенное на основании этой картины поля, показано на рис. 11.9; пунктирная кривая (1—1) представляет собой изменение потенциала по линии, проходящей около витка защитной сетки, и показывает, что около витков этой сетки потенциал уменьшается почти до нуля; сплошная кривая (2—2) показывает распределение потенциала вдоль линии, проходящей посередине между витками защитной сетки, в этом случае потенциал в плоскости витков защитной сетки не падает до нуля, но всё-таки получается значительно меньше анодного потенциала.

Следовательно, в пространстве между анодом и защитной сеткой создаётся поле, тормозящее движение вторичных электронов от анода к экранирующей сетке. Поэтому анодная характеристика пентода $I_a = f(U_a)$ (рис. 11.10) не имеет провала и представляет собой кривую, круто поднимающуюся вверх

при небольших анодных напряжениях, когда имеет место возвращение к экранирующей сетке некоторой части электронов, пролетевших сквозь эту сетку по направлению к аноду; затем характеристика переходит в пологий рабочий участок, где вследствие увеличения анодного напряжения возвращения электронов к экранирующей сетке уже не происходит (режим пере-хвата).

Как будет показано дальше, для лучшего использования пентода (для усиления напряжения без искажений или получения большой полезной мощности) необходимо иметь возможно большей рабочую (пологую) часть характеристики и поэтому желательно иметь характеристику пентода, в которой переход от крутой части к пологой происходил бы более резко и при меньшем значении U_a (пунктирная кривая на рис. 11.10). Плавный изгиб характеристики, который получается у многих пентодов, объясняется тем, что вследствие неравномерного распределения потенциала в пространстве между витками защитной сетки условия прохождения от экранирующей сетки к аноду различны для разных электронов. Наиболее «свободный» путь лежит посредине между витками защитной сетки; электроны же, которые летят от экранирующей сетки по траекториям, проходящим близко около витков защитной сетки, испытывают сильное торможение и возвращаются обратно к экранирующей сетке. Очевидно, что в этом случае для перехода в пологую часть характеристики (где все электроны, идущие от экранирующей сетки, попадают на анод) необходимо задать на анод положительное напряжение, большее, чем то, которое потребо-

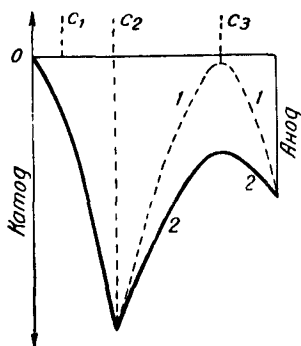


Рис. 11.9

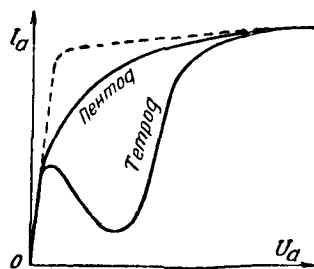


Рис. 11.10

валось бы в случае равномерного распределения потенциала в плоскости третьей сетки.

Защитная сетка, уничтожая динаatronный эффект в цепи анода, точно так же препятствует переходу вторичных электронов с экранирующей сетки на анод, когда $U_{c2} < U_a$. При боль-

ших анодных напряжениях ($U_a > U_{c2}$) анодный ток тетрода, имеющего такие же по размерам электроды, как пентод, значительно больше, чем у пентода, за счёт вторичных электронов, выбиваемых с экранирующей сетки и переходящих на анод. Таким образом, в пентодах искажающее влияние динаatronного эффекта на распределение тока между анодом и экранирующей сеткой отсутствует при всех режимах.

Пентод является наиболее совершенной из рассмотренных нами ламп. При соответствующем выборе конструкции электродов пентода можно сделать как специальные пентоды для усиления токов высокой частоты, превосходящие по своим качествам экранированную двухсеточную лампу, так и низкочастотные пентоды для предварительного или оконечного усиления токов звуковой частоты. Пентод позволяет путём переключения сеток превращать его в тетрод или триод, так что можно один и тот же тип пентода применить для самых разнообразных назначений; это позволяет использовать пентод как универсальную лампу.

§ 11.3. Токораспределение в пентоде

Подавление динаatronного эффекта в цепях анода и экранирующей сетки пентода устраняет искажающее влияние вторичной эмиссии с этих электродов на токораспределение. Поэтому для нахождения соотношений между I_a , I_{c2} и I_k в пентоде можно воспользоваться (с известным приближением) формулами токораспределения, найденными для триода с положительно заряженной сеткой. При этих расчётах примем, что общий электронный ток катода I_k , величина которого зависит от действующего на управляющей сетке напряжения U_{a1} , распределяется между положительно заряженной экранирующей сеткой и системой из защитной сетки и анода, для которых совместное действие их напряжений заменим действующим в плоскости защитной сетки эквивалентным потенциалом U_{a3} .

Обозначим проницаемости управляющей, экранирующей и защитной сеток соответственно через D_1 , D_2 , D_3 и найдём выражения для действующих на этих сетках напряжений.

Действующее напряжение на управляющей сетке пентода так же, как мы это имели для экранированного тетрода, можно выразить формулой

$$U_{a1} = \frac{1}{1 + \gamma_1 D_1} (U_{c1} + D_1 U_{a3}). \quad (11.4)$$

Входящее в это уравнение действующее напряжение на экранирующей сетке равно

$$U_{a2} = \frac{1}{1 + \gamma_2 D_2} (U_{c2} + D_2 U_{a3}). \quad (11.5)$$

Если экранирующая сетка сделана очень густой, как это бывает в высокочастотных пентодах, то её проницаемость D_2 весьма малая величина (значительно меньше единицы) и ф-ла (11.5) упрощается

$$U_{\partial 2} = U_{c2} + D_2 U_{\partial 3}.$$

По той же причине часто бывает возможным считать $U_{\partial 2} \approx U_{c2}$, так как $U_{\partial 3}$ обычно бывает такого же порядка, как U_{c2} .

В низкочастотных пентодах, в которых экранирующая сетка делается не очень густой, для подсчёта $U_{\partial 2}$ следует пользоваться ф-лой (11.5).

При вычислении действующих напряжений на управляющей и экранирующей сетках мы не учитывали обратных проницаемостей этих сеток, что вполне допустимо ввиду их небольшой величины, особенно для экранирующей сетки. Но при подсчёте действующего напряжения на третьей (защитной) сетке вследствие того, что эта сетка, как правило, бывает редкая, необходимо учесть её обратную проницаемость D_{R3} , так как напряжение экранирующей сетки U_{c2} , действуя сквозь третью сетку, сильно влияет на распределение потенциала в пространстве экранирующая сетка—анод. Согласно ф-ле (8.7) имеем

$$U_{\partial 3} = \frac{U_{c3} + D_3 U_a + D_{R3} U_{c2}}{1 + D_3 + D_{R3}}. \quad (11.6)$$

Из ф-л (11.4), (11.5) и (11.6) получаем выражение для действующего напряжения на управляющей сетке пентода

$$U_{\partial 1} = \frac{1}{1 + \chi_1 D_1} \left[U_{c1} + D_1 \left(1 + \frac{D_2 D_{R3}}{1 + D_3 + D_{R3}} \right) U_{c2} + \right. \\ \left. + \frac{D_1 D_2}{1 + D_3 + D_{R3}} U_{c3} + \frac{D_1 D_2 D_3}{1 + D_3 + D_{R3}} U_a \right]. \quad (11.7a)$$

Коэффициент, стоящий при U_a , есть общая проницаемость лампы D , определяющая степень ослабления воздействия анодного напряжения на ток I_k по сравнению с действием напряжения первой сетки. Так как каждая из частичных проницаемостей D_1 , D_2 и D_3 меньше единицы, то общая проницаемость лампы D есть очень малая величина, что полностью соответствует наблюдаемому на опыте очень малому влиянию анодного напряжения на ток I_k (рис. 11.11)¹⁾. В высокочастотных пентодах потенциал $U_{\partial 1}$ приближённо равняется

$$U_{\partial 1} \approx \frac{1}{1 + \chi_1 D_1} (U_{c1} + D_1 U_{c2}), \quad (11.76)$$

т. е. практически не зависит от потенциалов U_{c3} и U_a .

¹⁾ При малых U_a (в режиме возврата) наблюдается некоторое усиление влияния анодного напряжения на катодный ток вследствие того, что часть отражённых анодом электронов проникает в область первой сетки и воздействует на величину $U_{\partial 1}$, снижая её.

Общий ток I_{κ} определяется по закону степени $3/2$: $I_{\kappa} = gU_{\partial}^{3/2}$ или более общей формулой

$$I_K = gU_{\partial 1}^n, \quad (11.8)$$

так как опыт показывает, что из-за экранирующего действия траверс управляющей сетки и получающегося вследствие этого уменьшения действующей поверхности катода общий ток I_k из-

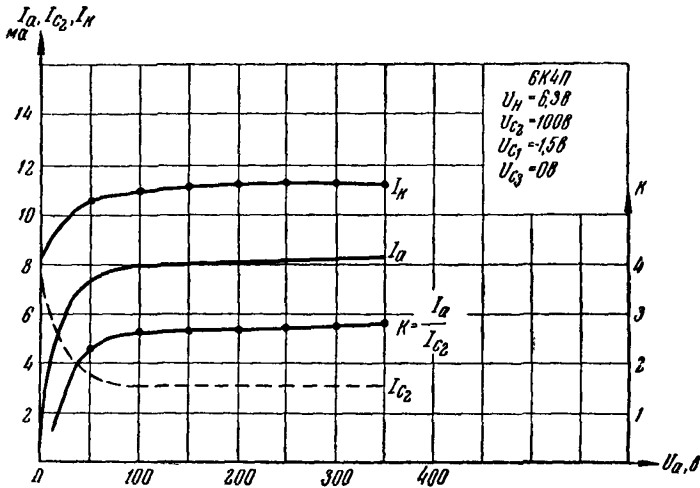


Рис. 11.11

меняется пропорционально управляющему потенциалу $U_{\partial 1}$ в степени, большей чем $3/2$.

При отрицательном потенциале U_{c1} , который обычно задают как напряжение смещения на управляющую сетку в усилительных пентодах, и нулевом потенциале защитной сетки общий ток I_k распределяется только между экранирующей сеткой и анодом: $I_k = I_a + I_{c2}$. Распределение тока I_k на токи I_a и I_{c2} зависит от соотношения напряжений экранирующей сетки U_{c2} и действующего в плоскости третьей сетки напряжения $U_{\partial3}$.

Заменим третью сетку и анод эквивалентным анодом, расположенным на месте третьей сетки и имеющим потенциал $U_{\text{аз}}$, определяемый ф-лой (11.6). Если третья (защитная) сетка соединена с катодом, то её напряжение $U_{\text{сз}} = 0$ и действующее на ней напряжение $U_{\text{аз}}$ равно

$$U_{\partial 3} = \frac{D_3 U_a + D_{R3} U_{c2}}{1 + D_3 + D_{R3}}. \quad (11.9)$$

При $U_{c3}=0$ ток в цепи защитной сетки равен нулю и все электроны, приходящие на эквивалентный анод, т. е. достигающие плоскости защитной сетки, попадают на анод и составляют

ток I_a . Для рабочей пологой части характеристики $I_a = f(U_a)$, где нет возврата электронов из пространства за экранирующей сеткой обратно к этой сетке, распределение токов определяется формулой режима перехвата (9.2) и коэффициент распределения тока равен

$$\kappa = \frac{I_a}{I_{c2}} = C_1 \left(\frac{U_{\partial 3}}{U_{c2}} \right)^{1/2} = C_1 \left[\frac{D_3 U_a + D_{R3} U_{c2}}{(1 + D_3 + D_{R3}) U_{c2}} \right]^{1/2}. \quad (11.10)$$

Отметим, что в режиме перехвата коэффициент токораспределения в пентоде очень мало изменяется при изменении анодного напряжения; это видно из рис. 11.11, где показаны характеристики токов I_a , I_{c2} и I_k , остающихся почти постоянными в широких пределах изменения анодного напряжения, а также показана характеристика $\kappa = f(U_a)$.

Начальная часть анодной характеристики $I_a = f(U_a)$ при малых анодных напряжениях, как указывалось, определяется возвратом электронов из пространства между второй и третьей сетками обратно к экранирующей сетке. В соответствии с тем, что было найдено для режима возврата в триоде, можно указать, что в пентоде этот режим имеет место при $U_{\partial 3} \ll U_{c2}$ и соотношение токов I_a и I_k на основании ф-лы (9.8) равно

$$\frac{I_a}{I_k} = C_2 \left(\frac{U_{\partial 3}}{U_{c2}} \right)^{1/2} = C_2 \left[\frac{D_3 U_a + D_{R3} U_{c2}}{(1 + D_3 + D_{R3}) U_{c2}} \right]^{1/2}. \quad (11.11)$$

Качественную экспериментальную проверку изложенных выше положений о характере токораспределения в пентоде можно сделать, измерив на опыте токи I_a и I_{c2} при разных значениях напряжений U_a и U_{c2} и построив график $\frac{I_a}{I_{c2}} = f\left(\frac{U_a}{U_{c2}}\right)$. В соответствии с ф-лами (11.10) и (11.11) токораспределение должно определяться только отношением напряжений $\frac{U_a}{U_{c2}}$, а не абсолютными значениями их.

На рис. 11.12 показаны результаты таких измерений и расчётов для пентода 6Ж8, подтверждающие справедливость наших рассуждений. В самом деле, графики зависимости $\kappa = f\left(\frac{U_a}{U_{c2}}\right)$, снятые при различных напряжениях U_{c2} , лежат очень близко друг к другу; при изменении напряжения U_{c2} в широких пределах коэффициент токораспределения κ при заданном отношении $\frac{U_a}{U_{c2}}$ изменяется очень незначительно. Так, например, при $\frac{U_a}{U_{c2}} = 1$ изменение U_{c2} в 3 раза (от 50 в до 150 в) приводит к изменению коэффициента токораспределения всего на 8%.

Однако в том случае, когда в лампе наблюдается заметное влияние пространственного заряда, вывод о независимости коэф-

коэффициента токораспределения k от абсолютных значений напряжений U_a и U_{c2} , базирующийся на теореме подобия полей, становится несправедливым.

Для того чтобы проследить влияние пространственного заряда на токораспределение в пентоде, исследуем зависимость анодного

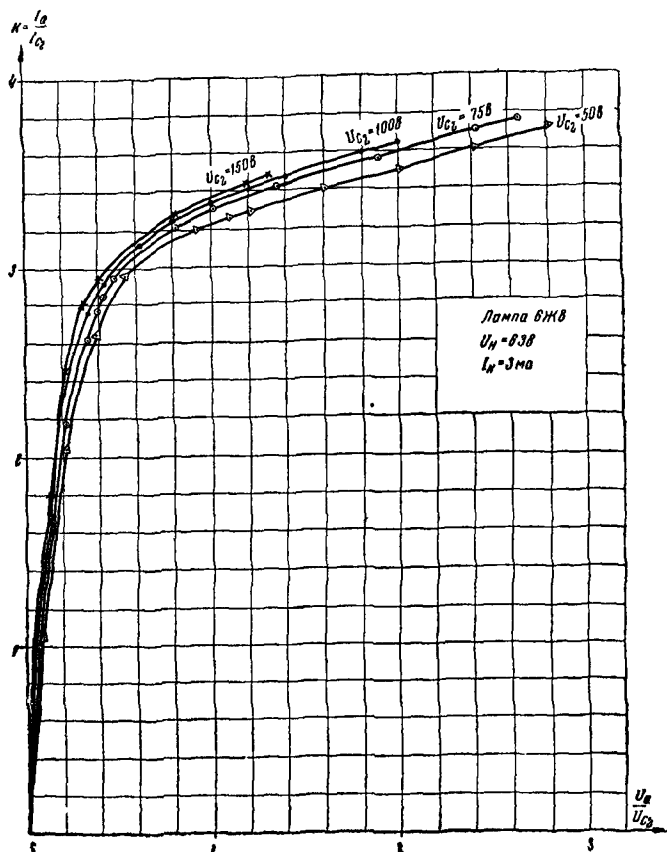


Рис. 11.12

тока и тока экранирующей сетки от суммы этих токов: $I_a = f(I_a + I_{c2})$, $I_{c2} = f(I_a + I_{c2})$ при постоянных напряжениях анода и экранирующей сетки. Величину тока $I_a + I_{c2}$ будем изменять с помощью напряжения первой сетки. Как следует из (11.10) и (11.11), зависимости $I_a = f(I_a + I_{c2})$ и $I_{c2} = f(I_a + I_{c2})$ должны быть линейными, а коэффициент токораспределения не должен меняться при изменении суммарного тока $I_a + I_{c2}$. На практике это выполняется только для режима прямого перехвата, что можно видеть из рис. 11.13а и б, где показаны результаты исследо-

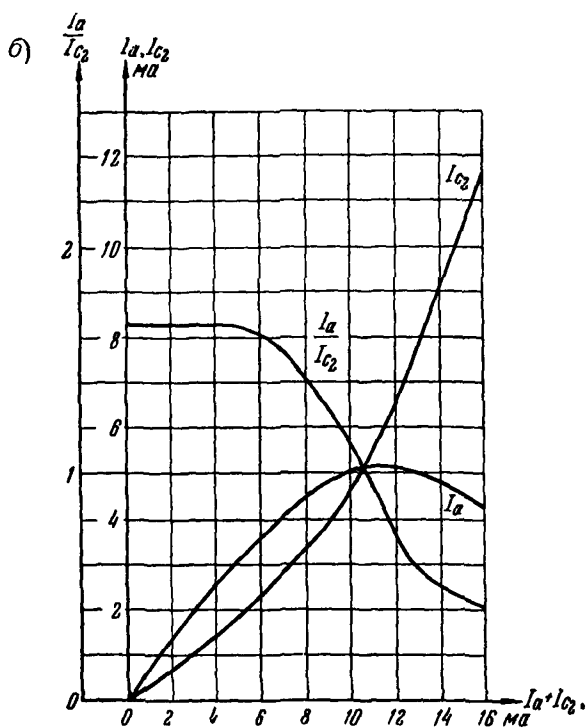
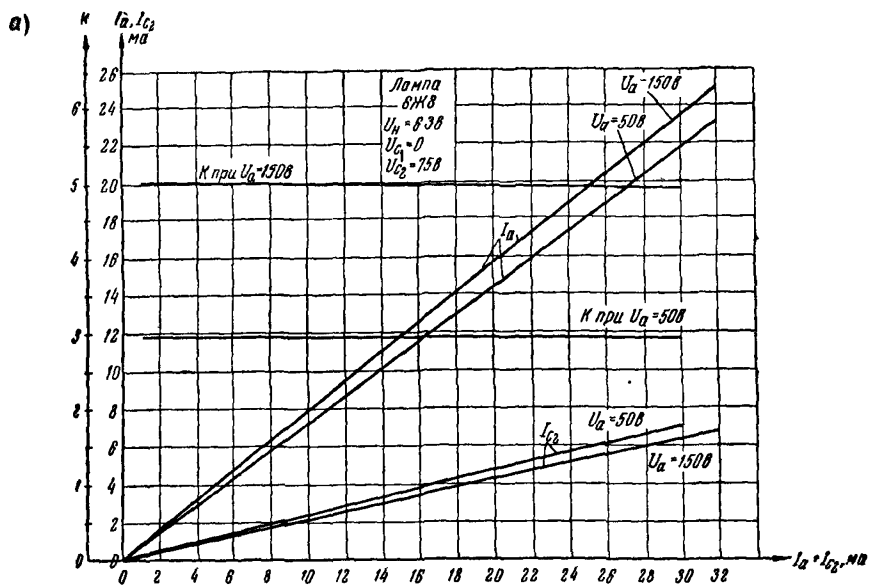


Рис. 11 13

ваний, выполненных для пентода 6Ж8 в двух режимах: при $\frac{U_a}{U_{c2}} = 2$ (рис. 11.13а), что соответствует режиму прямого перехвата электронов экранирующей сеткой, и при $\frac{U_a}{U_{c2}} = 0,13$ (рис. 11.13б), что соответствует режиму возврата электронов.

Как видно из рис. 11.13а, в режиме прямого перехвата при увеличении суммарного тока $I_a + I_{c2}$, идущего от первой сетки, анодный ток и ток экранирующей сетки возрастают практически линейно. Коэффициент токораспределения с ростом суммарного тока в связи с некоторым снижением потенциала за экранирующей сеткой уменьшается, но незначительно. Следовательно, в режиме прямого перехвата пространственный заряд относительно слабо влияет на процессы токораспределения.

В режиме возврата (рис. 11.13б) пространственный заряд не оказывает влияния на процессы токораспределения лишь при малых его плотностях (малая величина суммарного тока $I_a + I_{c2}$). При увеличении плотности пространственного заряда на участке экранирующая сетка — защитная сетка возникает минимум потенциала, который способствует возврату электронов к экранирующей сетке. При этом рост анодного тока замедляется, а ток экранирующей сетки начинает расти быстрее; коэффициент токораспределения уменьшается.

Особенно сильное влияние на токораспределение в режиме возврата пространственный заряд оказывает при возникновении виртуального катода (§ 9.3), что имеет место при больших плотностях пространственного заряда (при большом токе $I_a + I_{c2}$). Для получения таких токов обычно на первую сетку приходится подавать положительное напряжение. В подобном режиме ток анода, достигнув максимального значения непосредственно перед моментом возникновения виртуального катода, далее начинает уменьшаться, в то время как ток экранирующей сетки продолжает расти; коэффициент токораспределения при этом быстро уменьшается.

Виртуальный катод при отрицательных напряжениях управляющей сетки обычно образуется лишь в мощных пентодах при больших токах. Внешним признаком этого режима является своеобразный вид семейства анодных характеристик в начальной области (рис. 11.14а): характеристики при меньших отрицательных напряжениях управляющей сетки идут вначале ниже, чем характеристики при больших отрицательных U_{c1} , и, поднимаясь вверх, пересекают последние. Анодно-сеточная характеристика пентода в режиме возврата (при $U_a \ll U_{c2}$) имеет вид, представленный на рис. 11.14 б: с ростом U_{c1} анодный ток вначале растёт, а затем начинает падать вследствие возникновения виртуального катода.

В заключение следует указать, что обычно граница между режимами возврата и прямого перехвата в современных пен-

тодах лежит при $\frac{U_a}{U_{c2}} \approx 0,1 \div 0,25$, сдвигаясь в сторону больших отношений при больших токах, т. е. при больших напряжениях первой сетки.

Описанный в данном параграфе различный характер токо-распределения на разных участках анодной характеристики пентода позволяет самому читателю без труда объяснить кажущееся на первый взгляд странное противоречие этой характе-

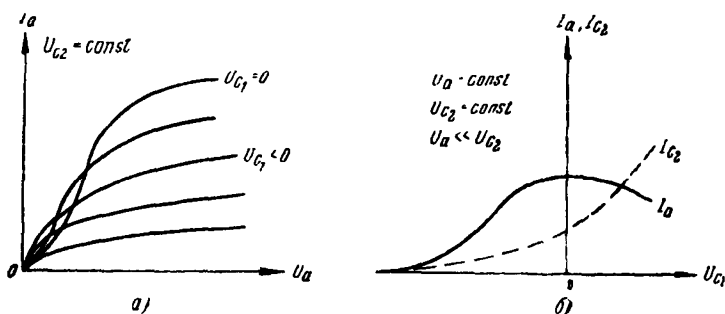


Рис. 11.14

ристики: анодное напряжение в пентоде при малых своих значениях сильнее влияет на изменение анодного тока, чем при больших значениях.

§ 11.4. Статические характеристики и параметры пентода

Статические характеристики

Характеристики пентода, показывающие зависимость анодного тока и тока экранирующей сетки от напряжения экранирующей сетки U_{c2} при постоянных U_a , U_{c1} , U_{c3} , и характеристики, показывающие зависимость этих токов от напряжения управляющей сетки U_{c1} при постоянных U_a , U_{c2} и U_{c3} , имеют такой же вид, как аналогичные характеристики тетрода, показанные на рис. 11.3 и 11.4.

Отличие указанных характеристик пентода от характеристик тетрода проявляется только в том, что благодаря отсутствию динаatronного эффекта в пентоде характеристики тока экранирующей сетки в нём не имеют «падающих» участков, как это имеет место в тетроде, и, конечно, не могут заходить в область отрицательных значений тока I_{c2} . В пентодах влияние анодного напряжения на величину анодного тока обычно очень мало и поэтому анодно-сеточные характеристики $I_a = f(U_{c2})$, снятые при разных значениях U_a , идут близко друг к другу в виде очень

узкого веерообразного пучка, расходящегося очень мало за счёт перераспределения токов I_a и I_{c2} (здесь не будет расхождения кривых из-за влияния анодного напряжения, как в триоде, или из-за проявления динаatronного эффекта, как в тетроде).

Такая форма анодносеточного семейства делает его очень неудобным для определения статических параметров или расчёта рабочих динамических режимов пентода, вследствие чего эти характеристики для пентода вообще мало употребительны.

Основным семейством характеристик пентода, позволяющим производить все необходимые расчёты в статическом и динамическом режимах, является семейство анодных характеристик $I_a = f(U_a)$, снимаемых при постоянных напряжениях U_{c2} и U_{c3} для разных значений напряжения управляющей сетки U_{c1} . Подобное семейство характеристик усилительного пентода представлено на рис. 11.15а.

К анодным характеристикам пентода обычно предъявляются следующие требования, вытекающие из условий получения наибольшей полезной мощности при неискажённом усилении.

Во-первых, для неискажённого усиления необходимо, чтобы изменения анодного тока были прямо пропорциональны изменениям напряжения управляющей сетки, т. е. чтобы динамическая характеристика $I_a = f(U_{c1})$ была прямолинейной. Для линейности анодносеточной динамической характеристики при любом значении нагрузочного сопротивления кривые анодного семейства $I_a = f(U_{c2})$ должны быть в своих пологих (рабочих) участках параллельны и отстоять друг от друга на одинаковом расстоянии (по вертикали), если значения напряжений U_{c1} , при которых снимались эти характеристики, отличаются одно от другого на одинаковое число вольт.

Во-вторых, как уже упоминалось в § 11.2, анодные характеристики пентода должны переходить из своего начального крутого участка в пологие рабочие участки при возможно меньшем значении анодного напряжения. Это необходимо для того, чтобы получить большее усиление напряжения и большую полезную мощность от усиливаемого сигнала, так как обе эти величины зависят от переменного напряжения на аноде (на нагрузке), которое можно иметь, очевидно, тем больше, чем больше рабочий участок характеристики $I_a = f(U_a)$.

Семейство характеристик, удовлетворяющее указанным требованиям, показано на рис. 11.15б. Сравнение этих кривых, которые можно назвать характеристиками «идеального пентода», с характеристиками реальных пентодов (рис. 11.15а) показывает, что последние далеки от совершенства.

В заключение описания анодных характеристик пентода отметим, что пологие участки их соответствуют не режиму насыщения, а режиму пространственного заряда, хотя внешний вид кривых при переходе от крутого участка к пологим и напоминает переход в режим насыщения. Весьма сильная пологость

этих участков (в некоторых случаях кривые идут почти параллельно оси абсцисс) объясняется очень малым влиянием анодного напряжения в пентоде на анодный ток в режиме прямого перехвата.

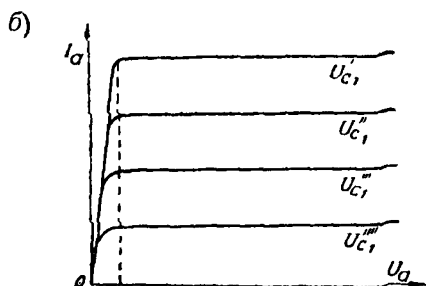
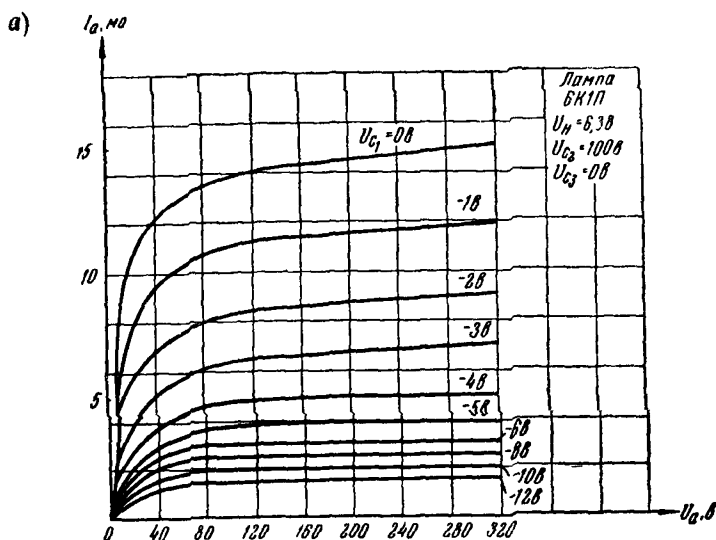


Рис. 11.15

Статические параметры

Из статических параметров пентода в первую очередь укажем параметры, определяющие зависимость анодного тока от напряжения на управляющей сетке и от напряжения на аноде, т. е. крутизну $S = \frac{\partial I_a}{\partial U_{c1}}$ и внутреннее сопротивление $R_i = \frac{\partial U_a}{\partial I_a}$.

При изменении напряжения управляющей сетки U_{c1} меняется величина действующего напряжения на этой сетке U_{a1} , вследствие чего по закону степени $3/2$ изменяется ток I_{κ} . Крутизна характеристики катодного тока равна

$$S_{\kappa} = \frac{\partial I_{\kappa}}{\partial U_{c1}} = \frac{3}{2} g U_{a1}^{1/2} = \frac{3}{2} g^{1/2} I_{\kappa}^{1/2}. \quad (11.12)$$

Так как в рабочих режимах перехвата анодный ток связан с катодным током I_{κ} соотношением $I_a = \frac{\kappa}{\kappa+1} I_{\kappa}$, то крутизна S равна

$$S = \frac{\partial I_a}{\partial U_{c1}} = \frac{\kappa}{\kappa+1} \frac{\partial I_{\kappa}}{\partial U_{c1}} = \frac{\kappa}{\kappa+1} S_{\kappa} = \frac{3}{2} \frac{\kappa}{\kappa+1} g U_{a1}^{1/2}. \quad (11.13)$$

Полученное выражение показывает, что крутизна S пентода зависит от коэффициента токораспределения и, если при увеличении, например, анодного напряжения увеличивается κ , то и S немного увеличится при том же значении тока I_a . По сравнению с триодом, у которого катодный ток и размеры электродов (следовательно, величина g) такие же, как у пентода, крутизна пентода из-за распределения катодного тока между анодом и экранирующей сеткой получается несколько меньше, так как $\frac{\kappa}{\kappa+1} < 1$.

Для вычисления внутреннего сопротивления R_i необходимо учесть, что в пентоде анодное напряжение влияет на анодный ток, во-первых, путём изменения U_{a1} и вызываемого этим изменения общего тока I_{κ} и, во-вторых, через изменение токораспределения вследствие изменения отношения $\frac{U_a}{U_{c2}}$.

Внутреннее сопротивление R_i есть величина, обратная активной составляющей выходной проводимости пентода

$$\frac{1}{R_i} = \frac{\partial I_a}{\partial U_a} = \frac{\partial}{\partial U_a} \left(\frac{\kappa}{\kappa+1} I_{\kappa} \right).$$

Выполняя дифференцирование, получим, что

$$\frac{1}{R_i} = \frac{\kappa}{\kappa+1} \frac{\partial I_{\kappa}}{\partial U_a} + \frac{I_{\kappa}}{(\kappa+1)^2} \frac{\partial \kappa}{\partial U_a}, \quad (11.14)$$

т. е. активная выходная проводимость пентода состоит из двух проводимостей.

Первая проводимость учитывает воздействие анодного напряжения U_a на анодный ток, вызываемое изменением общего тока I_{κ} , который меняется вследствие изменения действующего

напряжения U_{a1} . Из ф-лы (11.7a) видно, что влияние анодного напряжения на U_{a1} количественно зависит от проницаемости лампы D ; поэтому величину, обратную первой составляющей проводимости, мы, обозначив через R_{iD} , будем рассматривать как сопротивление пентода, обусловленное проницаемостью лампы,

$$R_{iD} = \frac{\kappa + 1}{\kappa} \frac{\partial U_a}{\partial I_\kappa}. \quad (11.15)$$

Вторая проводимость $\frac{I_\kappa}{(\kappa+1)^2} \frac{\partial \kappa}{\partial U_a}$ учитывает влияние анодного напряжения на анодный ток, проявляющееся вследствие изменения коэффициента токораспределения κ при изменении U_a . Обозначим величину, обратную этой проводимости, через $R_{i\kappa}$ — внутреннее сопротивление пентода, обусловленное токораспределением,

$$R_{i\kappa} = \frac{(\kappa + 1)^2}{I_\kappa} \frac{1}{\frac{\partial \kappa}{\partial U_a}}. \quad (11.16)$$

Следовательно, ур-ние (11.14) можно переписать так:

$$\frac{1}{R_i} = \frac{1}{R_{iD}} + \frac{1}{R_{i\kappa}}, \quad (11.17)$$

т. е. внутреннее сопротивление пентода R_i можно представить состоящим из двух параллельно соединённых сопротивлений R_{iD} и $R_{i\kappa}$.

В зависимости от конструкций пентода эти сопротивления могут иметь различные значения и могут в разной степени влиять на величину полного внутреннего сопротивления пентода.

Например, в лампах с густой экранирующей сеткой (высокочастотные пентоды) проницаемость D чрезвычайно мала, влияние анодного напряжения на U_{a1} и ток I_κ практически незаметно и можно считать, что сопротивление R_{iD} бесконечно велико; внутреннее сопротивление R_i будет равно $R_{i\kappa}$, т. е. будет зависеть только от изменения токораспределения.

Коэффициент усиления пентода, при помощи которого мы сравниваем действие анодного напряжения с действием напряжения управляющей сетки на анодный ток, равняется $\mu = \left| \frac{\partial U_a}{\partial U_{c1}} \right|_{I_a = \text{const}}$. В соответствии со сказанным выше о влиянии U_a на I_a он должен определяться по формуле $\mu = SR_i$ и не будет являться величиной, обратной проницаемости D ($\mu \neq \frac{1}{D}$), как это имеет место в триоде. Действительно, при помощи

проницаемости D мы оцениваем только частичное воздействие U_a на анодный ток (через U_{a1} и I_k), а в коэффициенте усиления должны учесть влияние анодного напряжения и на I_k и на токораспределение

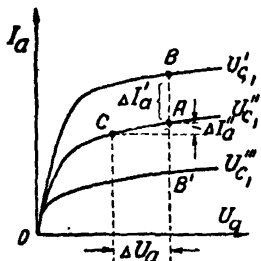


Рис. 11.16

$$\mu = SR_i = S \frac{R_{iD} R_{Ik}}{R_{iD} + R_{Ik}} = \frac{SR_{Ik}}{1 + \frac{R_{Ik}}{R_{iD}}} \quad (11.18)$$

В лампах с густой экранирующей сеткой $\frac{R_{Ik}}{R_{iD}} \ll 1$ и величина коэффициента уси-

ления μ определяется исключительно процессами токораспределения $\mu = SR_{Ik}$.

Нахождение параметров пентода по семейству характеристик или определение их по приборам в схеме испытания

на постоянном токе имеет особенности. Метод треугольника и соответственно метод двух отсчетов, применяемые при определении параметров триода, в данном случае неприменимы, так как вследствие большой величины коэффициента усиления μ пентода изменение напряжения на сетке ΔU_{c1} получается слишком малым. Поэтому для определения параметров пентода применяют видоизмененный способ двух отсчетов.

Например, для определения параметров по анодному семейству характеристик (рис. 11.16) следует вычислить в заданной рабочей точке A :

1) крутизну $S = \frac{\Delta I'_a}{\Delta U_{c1}}$, определяя $\Delta I'_a$ по точкам A и B , лежащим при одинаковом U_a на соседних характеристиках, имеющих разность напряжений на управляющей сетке, равную ΔU_{c1} ;

2) внутреннее сопротивление $R_i = \frac{\Delta U_a}{\Delta I''_a}$ по точкам A и C , лежащим на одной и той же характеристике при $U_{c1} = \text{const}$;

3) коэффициент усиления по формуле $\mu = SR_i$.

Зависимость параметров от режима

Вопрос о зависимости параметров пентода от режима рассмотрим применительно к лампам с густой экранирующей сеткой (пентоды высокой частоты).

Крутизна характеристики, исходя из ф-л (11.13) и (11.7а), определяется следующим выражением:

$$S = \frac{3}{2} \frac{\kappa}{\kappa + 1} g U_{a1}^{1/2} \approx \frac{3}{2} \frac{\kappa}{\kappa + 1} g (U_{c1} + D_1 U_{c2} + D U_a)^{1/2} \quad (11.19)$$

Отсюда следует, что в лампах с густой экранирующей сеткой ($D \ll 1$) в режиме прямого перехвата крутизна S от анодного напряжения зависит очень мало (рис. 11.17). При переходе в режим возврата S уменьшается за счёт уменьшения коэффициента токораспределения κ . От напряжения экранирующей

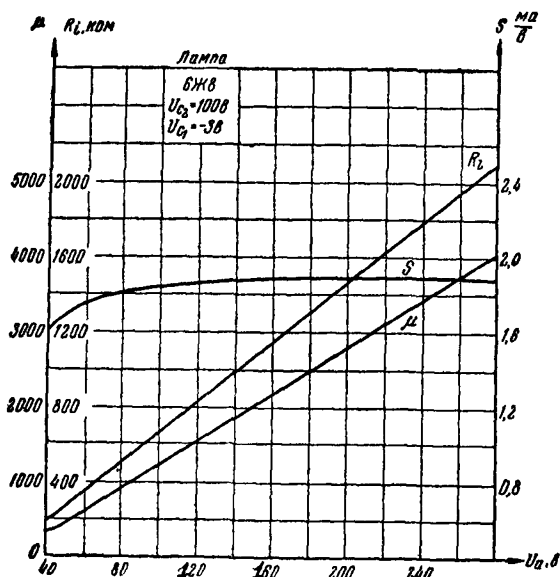


Рис. 11.17

сетки крутизна характеристики зависит весьма сильно, увеличиваясь с увеличением этого напряжения (рис. 11.18). Однако при слишком больших U_{c2} , превосходящих U_a , рост крутизны S замедляется, а затем и прекращается вследствие перехода в режим возврата и падения величины коэффициента токораспределения κ . Вследствие этого в рабочем режиме $U_{c2} \leq U_a$. Крутизна S возрастает также при уменьшении отрицательного напряжения на управляющей сетке (рис. 11.19).

Внутреннее сопротивление высокочастотного пентода R_i определяется ф-лой (11.16)

$$R_i = R_{i\kappa} = \frac{(\kappa + 1)^2}{I_{\kappa}} \left(\frac{\partial \kappa}{\partial U_a} \right)^{-1}.$$

Обозначим для краткости в (11.10)

$$\frac{D_3}{1 + D_3 + D_{R3}} = D_3^* \quad \text{и} \quad \frac{D_{R3}}{1 + D_3 + D_{R3}} = D_{R3}^*.$$

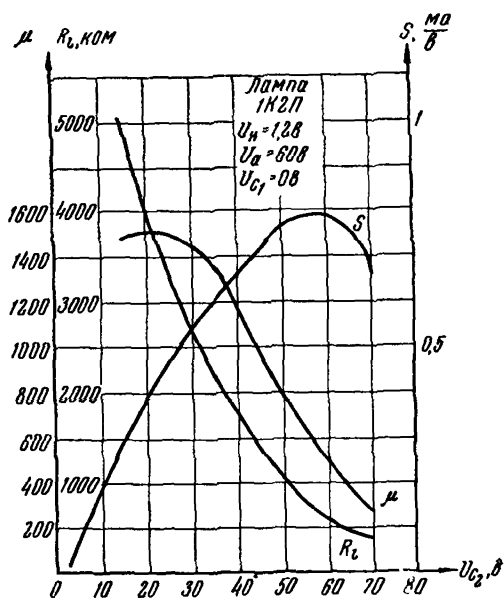


Рис. 11.18

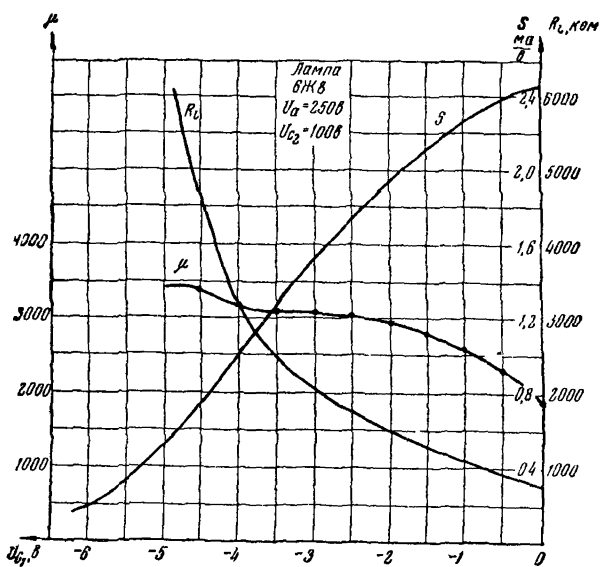


Рис. 11.19

тогда

$$\kappa = C_1 \sqrt{D_3^* \frac{U_a}{U_{c2}} + D_{R3}^*}. \quad (11.20)$$

Найдём производную

$$\frac{\partial \kappa}{\partial U_a} = \frac{C_1^2}{2\kappa} \frac{D_3^*}{U_{c2}}. \quad (11.21)$$

Так как из (11.20)

$$\frac{C_1^2 D_3^*}{U_{c2}} = \frac{\kappa^2 - C_1^2 D_{R3}^*}{U_a}, \text{ а } I_\kappa = \frac{\kappa + 1}{\kappa} I_a,$$

то из (11.21) и из (11.16) получим

$$R_i = \left[\frac{2\kappa^2(\kappa + 1)}{\kappa^2 - C_1^2 D_{R3}^*} \right] \frac{U_a}{I_a}. \quad (11.22)$$

Выражение, стоящее в квадратных скобках, зависит от коэффициента токораспределения κ ; для рабочих режимов пентода, как уже отмечалось, коэффициент κ меняется очень мало и поэтому можно приближённо считать, что выражение, стоящее в скобках, остаётся постоянным при изменении U_a в рабочей области. Тогда из равенства (11.22) непосредственно следует, что внутреннее сопротивление пентода R_i прямо пропорционально анодному напряжению U_a и обратно пропорционально анодному току I_a . Следовательно, внутреннее сопротивление высокочастотного пентода может быть выражено формулой

$$R_i = b \frac{U_a}{I_a}, \quad (11.23)$$

где $b = \frac{2\kappa^2(\kappa + 1)}{\kappa^2 - C_1^2 D_{R3}^*}$ — так называемая «постоянная внутреннего сопротивления» зависит в основном от конструкции и размеров электродов.

Опыт подтверждает указанные зависимости для R_i . На рис. 11.20 приведены для примера результаты экспериментального исследования одного из высокочастотных пентодов. Как видно из рисунка, зависимость $R_i = f(U_a)$ при $I_a = \text{const}$ (рис. 11.20а) и зависимость $R_i = f(1/I_a)$ (рис. 11.20б) при $U_a = \text{const}$ практически линейны. Величина постоянной внутреннего сопротивления для этого пентода равна 17,6, вообще же она колеблется от 15 до 30.

На рис. 11.17 показана зависимость R_i от U_a при $U_{c1} = \text{const}$. Она практически имеет такой же вид, что и зависимость R_i от U_a при $I_a = \text{const}$, так как анодный ток в рабочих режимах мало зависит от анодного напряжения.

Из ф-лы (11.23) следует, что внутреннее сопротивление пентода не зависит от напряжения экранирующей сетки; это, конечно, имеет место в том случае, если при изменении U_{c2} поддерживается постоянной величина анодного тока, например,

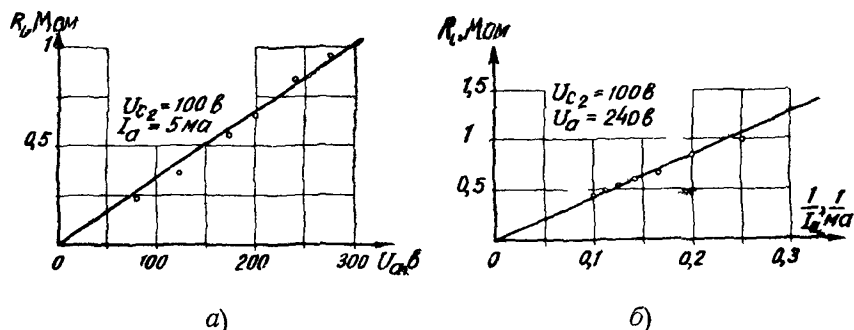


Рис. 11.20

изменением смещения на управляющей сетке. Если напряжение смещения U_{c1} не менять, то изменение U_{c2} , вызывая изменение анодного тока, сильно влияет на величину внутреннего сопротивления (рис. 11.18). Точно так же, сильное изменение R_i наблюдается при изменении напряжения U_{c1} , если U_{c2} остаётся постоянным (рис. 11.19).

На рис. (11.17), (11.18) и (11.19) представлены также зависимости коэффициента усиления μ от напряжений на электродах. Объяснить их нетрудно, исходя из формулы $\mu = SR_i$.

§ 11.5. Высокочастотные пентоды

Принципиальная схема простейшего усилителя высокой частоты с пентодом изображена на рис. 11.21. Динамический коэффициент усиления по напряжению такой ступени определяется сопротивлением нагрузки Z и динамической крутизной S_0

$$K = S_0 Z = \frac{S}{1 + \frac{Z}{R_i}} Z. \quad (11.24a)$$

В рассматриваемых усилителях в качестве нагрузки применяется параллельный колебательный контур, сопротивление которого Z зависит от частоты; поэтому коэффициент усиления такого усилителя также зависит от частоты (рис. 11.22). Наибольшим усилением усилитель обладает на резонансной частоте нагрузки f_0 , когда её сопротивление $Z(f_0) = R_s$ является чисто активным и равно $R_s = \frac{L}{Cr} = \frac{Q}{\omega_0 C}$. Здесь $Q = \frac{\omega_0 L}{r} = \frac{1}{\omega_0 Cr}$ — добротность контура, а r — его активное сопротивление.

Подобные усилители находят применение в радиоприёмниках и от них требуется, чтобы они имели резонансную кривую усиления с узкой полосой усиливаемых частот Δf в целях обеспечения возможности хорошей отстройки от соседних по частоте мешающих радиостанций.

Как известно из теории переменных токов, полоса пропускания параллельного резонансного контура равна $\Delta f = \frac{f_0}{Q}$. Отсюда следует, что для получения узкой полосы пропускания Δf требуется применять контуры с высоким качеством Q , называемым добротностью, т. е. с малыми потерями. Для этого необходимо уменьшать потери в контуре (уменьшать активное сопротивление контура r) и применять лампу, у которой внутреннее сопротивление значительно выше, чем сопротивление нагрузки $R_i \gg R_g$. Практически в диапазоне высоких частот требуется, чтобы внутреннее сопротивление лампы имело величину порядка одного мегома.

Коэффициент усиления усилителя на резонансной частоте при условии $R_i \gg R_g$ определяется выражением

$$K_0 = \frac{SR_g}{1 + \frac{R_g}{R_i}} \approx SR_g \quad (11.246)$$

Величина усиления не может быть сколь угодно большой. Допустимое максимальное усиление ограничивается опасностью

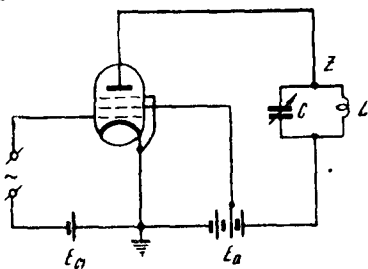


Рис. 11.21

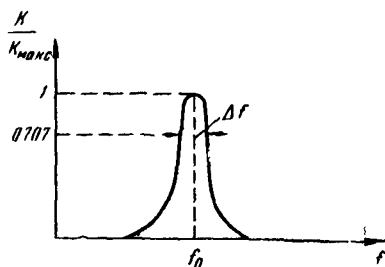


Рис. 11.22

самовозбуждения за счёт обратной связи входной и выходной цепи через ёмкость C_{ac1} . Как показал В. И. Сифоров, максимальное устойчивое усиление определяется выражением

$$K_{max} = 0,42 \sqrt{\frac{S}{\omega C_{ac1}}} \quad (11.25)$$

и коэффициент усиления K_0 не должен превосходить эту величину $K_0 \leq K_{max}$.

Для увеличения максимального допустимого усиления нужно увеличивать отношение $\frac{S}{C_{ac1}}$ путём увеличения S и уменьшения проходной ёмкости C_{ac1} .

Высокочастотные пентоды должны также иметь высокое отношение $\frac{S}{I_a}$. Это требование обуславливается необходимостью снижения уровня внутриламповых шумов в целях повышения предельной чувствительности (см. об этом подробнее § 13.5—13.7), а также необходимостью повышения экономичности усилителя.

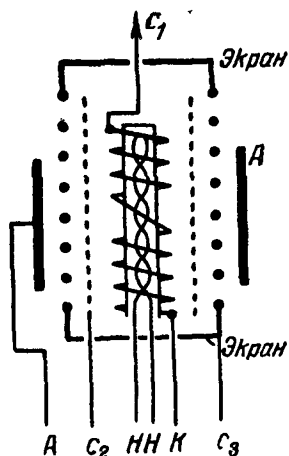


Рис. 11.23

Как следует из вышеизложенного, в пентодах, предназначенных для усиления высокой частоты, должно быть осуществлено возможно лучшее экранирование управляющей сетки от анода, чтобы уменьшить, как можно сильнее, ёмкость между этими электродами. Для этой цели экранирующую сетку делают густой и в лампе помещают специальные экраны для уменьшения ёмкости между выводами анода и управляющей сетки.

На рис. 11.23 показано схематическое устройство высокочастотного пентода, у которого вывод управляющей сетки сделан в верхнюю часть баллона, анод и экранирующая сетка выведены в нижний цоколь; защитная сетка скреплена при помощи вертикаль-

ных траверс с верхним и нижним экранами и через последний соединена с выводом на цоколь лампы. Во многих высокочастотных пентодах отдельный вывод на верх баллона не делают, лампы изготовляют одноцокольными с экраном внутри цоколя (рис. 11.24). В миниатюрных лампах, имеющих плоскую ножку, в целях уменьшения ёмкости между выводами в ножке размещается специальный дисковый экран (рис. 11.25).

Иногда защитная сетка в высокочастотных пентодах соединяется с катодом внутри лампы и не имеет отдельных выводов в нижнем цоколе.

Благодаря хорошему экранированию в высокочастотных пентодах электростатическое воздействие анода на управляющую сетку и катод очень мало, вследствие чего ёмкость C_{ac1} получается очень малой: порядка $0,003 \div 0,006$ пф, т. е. в несколько раз меньше, чем в экранированных тетрадах.

Современные миниатюрные высокочастотные пентоды с подогревным катодом имеют очень малое расстояние катод — управляющая сетка (порядка $70\text{--}100$ мк), благодаря чему крутизна характеристики у них доходит до $5\text{--}8$ ма/в, а отношение $\frac{S}{C_{ac1}}$ до $1000\text{--}1600 \frac{\text{ма}}{\text{в. пф}}$. Высокое значение крутизны S позволяет получать большое усиление на ступень.

Внутреннее сопротивление высокочастотных пентодов вследствие тщательной экранировки анода и рационального выбора режима получается весьма большим, порядка $0,8 \div 1,5 \text{ Мом}$, доходя в некоторых лампах до $2 \div 2,5 \text{ Мом}$. Вследствие такого большого внутреннего сопротивления анодные характеристики пентода в своей рабочей части идут очень полого, почти параллельно горизонтальной оси U_a , как это видно из рис. 11.15а,

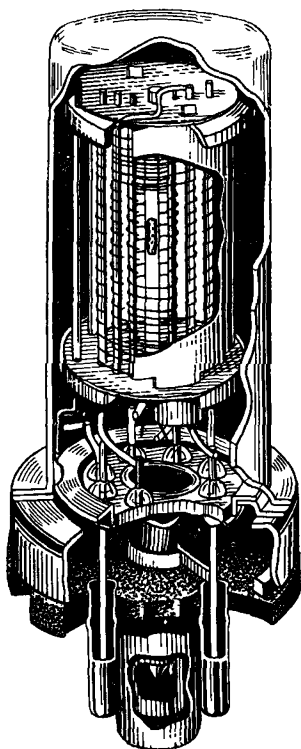


Рис. 11.24

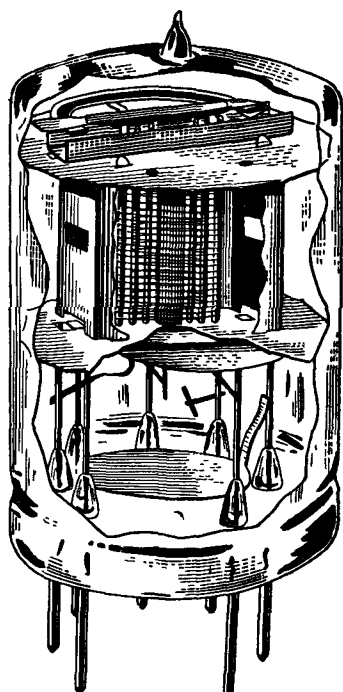


Рис. 11.25

где представлено анодное семейство характеристик высокочастотного пентода 6К1П. Из указанных значений R_i и S следует, что статический коэффициент усиления высокочастотных пентодов весьма высок и равняется в среднем $\mu = 800 \div 1500$, достигая в некоторых лампах значения от 3000 до 6000 и более.

Пентоды высокой частоты изготовляют и с прямонакальными катодами. В этих лампах обращают особое внимание на их экономичность, ввиду того что они предназначены для использования в устройствах, обладающих, как правило, ограниченным запасом питания.

Экономичность ламп — усилителей напряжения можно оценить с помощью отношения

$$\mathcal{E} = \frac{S}{P_{\Sigma}},$$

где S — крутизна анодно-сеточной характеристики лампы,
 P_{Σ} — полная мощность постоянного тока, подводимая к лампе и определяемая следующим выражением:

$$P_{\Sigma} = P_{\kappa} + P_a + P_{c2} = E_{\kappa} I_{\kappa} + E_a I_a + E_{c2} I_{c2}.$$

Возможность подобной оценки экономичности основывается на том, что крутизна S является основным параметром, определяющим работу лампы в данной схеме.

Введём обозначения:

$H_p = \frac{I_{\kappa}}{P_{\kappa}}$ — рабочая эффективность катода, т. е. эффективность, рассчитанная по току, снимаемому с катода в рабочем режиме;

$\kappa = \frac{I_a}{I_{c2}}$ — коэффициент токораспределения.

Используя эти величины, получаем, что подводимая мощность равна

$$P_{\Sigma} = \frac{\kappa + 1}{\kappa} \frac{I_a}{H_p} + E_a I_a + \frac{1}{\kappa} I_a E_{c2},$$

а экономичность лампы

$$\mathcal{E} = \frac{1}{\frac{\kappa + 1}{\kappa} \frac{1}{H_p} + E_a + \frac{1}{\kappa} E_{c2}} \frac{S}{I_a}.$$

Отсюда следует, что повышение экономичности может быть достигнуто путём увеличения рабочей эффективности катода, улучшения токораспределения, снижения питающих напряжений и увеличения отношения $\frac{S}{I_a}$.

Катодом в экономичных лампах служит покрытая оксидом тонкая вольфрамовая нить, которая для увеличения действующей поверхности электродов (что необходимо для увеличения крутизны) натягивается зигзагом (V - или W -образный катод). Однако пентоды высокой частоты с прямонакальными катодами по своим параметрам значительно уступают лампам, имеющим подогревные катоды, главным образом потому, что ввиду недостаточной жёсткости конструкции в этих лампах не удаётся достичь сколько-нибудь значительного уменьшения расстояния управляющей сетки от катода, и крутизна характеристики получается невысокой, порядка $0,7 \div 1,25$ ма/в. Отношение $\frac{S}{C_{ac1}}$

также небольшое: $80 \div 140 \frac{\text{ма}}{\text{в. пф}}$.

В. Н. Авдеев разработал прямонакальные лампы новой конструкции, названные стержневыми. В этих лампах нет обычных навитых сеток и роль управляющей сетки играют два параллельных пластинчатых электрода C_1 , симметрично размещённых на небольшом расстоянии от нитевидного катода K (рис. 11.26). Поле этих электродов эффективно управляет электронным потоком, идущим от катода, если ширина электродов δ_c достаточно велика, а именно, если она превосходит диаметр катода δ_k не менее, чем в 6—10 раз. Эффективность управления зависит также от расстояния электродов до катода: чем меньше это расстояние, тем эффективнее управление и тем выше крутизна характеристики. Благодаря большей жесткости конструкции здесь оказывается возможным применять небольшие расстояния до катода и получать крутизну характеристики такого же порядка, как в обычных прямонакальных лампах, при значительно меньшей длине нити катода, и, следовательно, при меньшем расходе мощности на накал.

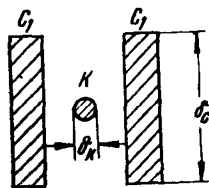


Рис. 11.26

На рис. 11.27а, б¹⁾ показано схематически устройство стержневого высокочастотного пентода

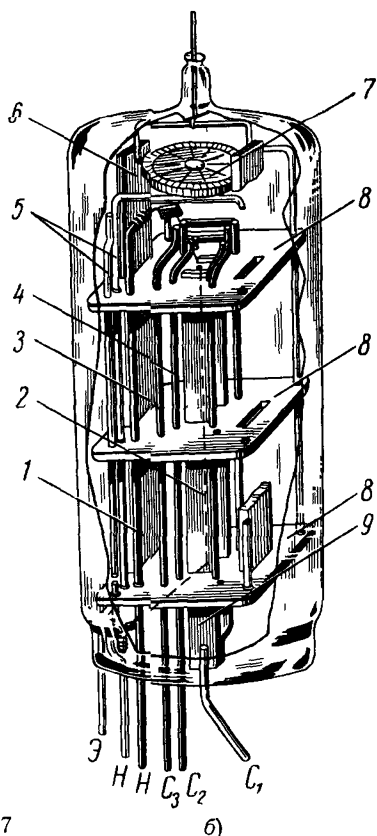
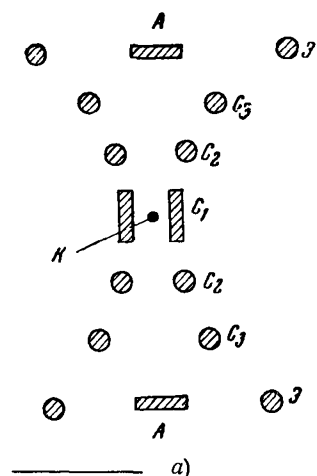


Рис 11 27

¹⁾ На рис. 11.27б показана схема расположения и соединения электродов лампы 1Ж17Б: 1 — траверса катода, 2 — катод, 3 — сетка 3-я, 4 — сетка 2-я, 5 — экран, 6 — анод, 7 — газопоглотитель, 8 — слюда, 9 — сетка 1-я.

типа 1Ж17Б. Два пластинчатых электрода C_1 , играющих роль управляющей сетки, размещены симметрично относительно тонкой нити оксидного катода K на небольшом расстоянии. Роль экранирующей сетки играют две пары никелевых стержней C_2 , роль защитной сетки соответственно две пары стержней C_3 . Анод выполнен в виде двух пластин A . Для уменьшения проходной ёмкости применён дополнительный экран \mathcal{E} , выполненный в виде двух пар стержней и соединённый с катодом. Габариты лампы весьма небольшие: диаметр колбы — 8,5 мм, высота — 45 мм.

Эта простая конструкция даёт возможность достичь значительного улучшения параметров высокочастотных прямонакальных ламп. Наряду с повышением экономичности катода при сохранении величины крутизны здесь удаётся резко снизить ток экранирующей сетки благодаря возможности эффективного использования электронно-оптических свойств конструкции. Прходная ёмкость может быть получена достаточно малой. Внутреннее сопротивление получается довольно высоким. В табл. 11.1 приведены основные данные о параметрах и рабочих режимах некоторых из изготавливаемых нашей промышленностью высокочастотных пентодов. Помимо описанной выше лампы 1Ж17Б, стержневую конструкцию имеют также лампы 1Ж24Б, 1Ж29Б.

Таблица 11.1

Наименование лампы	Типовой режим						$P_{амакс}$ вт	$C_{рх}$ пф	$C_{вых}$ пф	$C_{прох}$ пф	S
	U_n в	I_n ма	U_a в	$U_{с2}$ в	$\frac{S}{ма}$ в	R_i ком					$\frac{C_{прох}}{ма}$ в.пф
6Ж8-Е	6,3	300	250	100	1,65	2000	2,0	6	7	0,005	330
6Ж3	6,3	300	250	150	4,9	500	3,3	8,5	7	0,003	1,630
12Ж1Л	12,6	75	150	75	1,5	1000	2	4	4,2	0,007	210
2Ж27Л	2,2	57	120	45	1,25	700	1	5,3	4,9	0,015	84
1Ж17Б	1,2	60	60	45	1	500	0,5	3,95	1,9	0,007	83
1Ж24Б	1,2	13	60	45	0,85	—	—	4,0	2,7	0,008	137
1Ж29Б	1,2	60	60	45	2,0	—	1,2	5,5	3,8	0,005	400

§ 11.6. Пентоды с переменной крутизной

У некоторых типов высокочастотных пентодов анодно-сеточная характеристика имеет длинный пологий нижний участок и крутой верхний участок (рис. 11.28а). Крутизна характеристики на пологом участке значительно меньше, чем на крутом участке. Такие лампы носят название ламп с переменной крутизной. Заметим, что это название является чисто условным,

так как в буквальном смысле переменную крутизну имеет любая лампа. Иногда эти лампы называют лампами с удлинённой характеристикой в отличие от рассмотренных в предыдущем разделе пентодов, имеющих «короткую» характеристику с резкой отсечкой тока.

Для получения такой удлинённой характеристики управляющую сетку делают с различной проницаемостью по её длине. Это достигается тем, что сетка имеет разный шаг витков. В средней части сетки путём удаления 1—2 витков получают участок с большим шагом на-

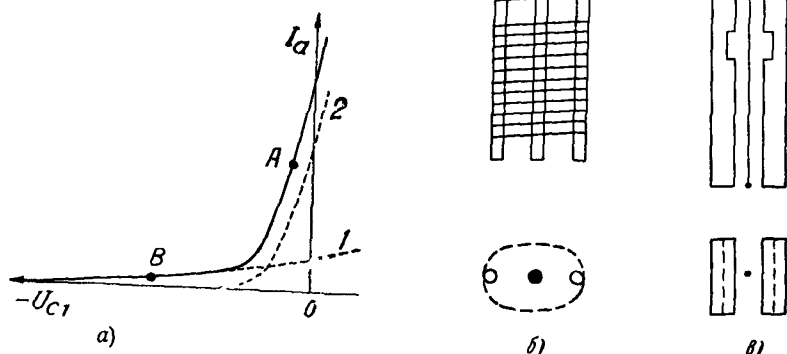


Рис 11.28

мотки, т. е. редкую сетку, на других участках, где шаг намотки сетки меньше, сетка более густая (рис. 11.28б). Лампа, имеющая сетку такой конструкции, работает подобно двум параллельно соединённым лампам, из которых одна имеет редкую сетку и, следовательно, очень малый коэффициент усиления μ' , а другая, с густой сеткой, обладает большим коэффициентом усиления μ'' .

Если на сетку подать большое отрицательное напряжение, то анодный ток второй лампы равен нулю, так как для этой лампы запирающий потенциал, равный $U''_{c1 \text{ эан}} = -\frac{U_{\partial 2}}{\mu''}$, невелик из-за большой величины μ'' . Работает только первая лампа с редкой сеткой и малыми размерами катода и анода (сетка разрежена только на небольшом участке), имеющая малый анодный ток, малую крутизну характеристики S' и малый коэффициент усиления μ' , вследствие чего характеристика анодного тока $I_a = f(U_{c1})$ этой лампы представляет очень пологую кривую, начинающуюся при больших отрицательных U_{c1} (кривая 1 на рис. 11.28а). При уменьшении отрицательного напряжения на сетке начнёт проходить ток и во второй лампе, которая имеет густую сетку, большие по размерам катод и анод и соответ-

венно большой анодный ток, большую крутизну S и большой коэффициент усиления. Характеристика этой лампы начинается при малом сдвиге и очень круто поднимается при уменьшении отрицательного U_{c1} (кривая 2). Анодный ток и характеристику всей лампы в целом мы найдём, суммируя кривые 1 и 2, что показано на рис. 11.28а (сплошная линия). Из рисунка видно, что при небольшом отрицательном напряжении на управляющей сетке (точка А) лампа имеет большую крутизну характеристики, равную $S = S' + S''$.

Лампы с переменной крутизной могут иметь и стержневую конструкцию электродов. В этом случае в стержнях управляющей «сетки» C_1 выбираются небольшие пазы (рис. 11.28в), которые играют ту же роль, что и участок редкой сетки в лампе обычной конструкции.

Лампы, имеющие удлинённую анодно-сеточную характеристику, применяются на практике в радиоприёмниках с автоматической регулировкой усиления. Для приема слабых сигналов удалённых станций рабочая точка усилителя высокой частоты устанавливается на участке характеристики с большой крутизной (точка А рис. 11.28а), где обеспечивается большое усиление. Для приёма сильных сигналов близко расположенных станций рабочая точка перемещается (обычно автоматически) на удлинённый участок характеристики, имеющий малую крутизну (точка В рис. 11.28а). Этот пологий прямолинейный участок позволяет без искажения усиливать сигнал большой амплитуды. Малое усиление, даваемое лампой в этом режиме, позволяет несколько сгладить на выходе усилителя разницу в величине приходящих сигналов. Применение подобных ламп в нескольких ступенях радиоприёмника обеспечивает оптимально громкий приём сигналов как слабых, так и мощных станций, а также ослабляет случайные колебания величины сигнала.

В табл. 11.2 приведены данные о некоторых пентодах с переменной крутизной, выпускаемых нашей промышленностью.

Таблица 11.2

Наименование лампы	Типовой режим								$P_{амакс}$ вт	$C_{вх}$ пф	$C_{вых}$ пф	$C_{прох}$ пф	S	
	U_n в	I_n ма	U_a в	U_{c2} в	$\frac{S}{ма}$ в	$\frac{S'}{мка}$ в	U'_{c1} в	R_l ком					$\frac{S}{C_{прох}}$ ма в пф	
6К3	6,3	300	250	100	2	$1 \div 30$	-35	1500	4,4	6	7	0,003	667	
6К4	6,3	300	250	125	4,7	$10 \div 100$	-14	1000	3,3	8,5	7	0,005	940	
6К4П	6,3	300	250	100	4,4	40	-20	850	3	6,5	5,5	0,0035	1250	
1К2П	1,2	30	60	45	0,7	2	-8	1500	0,3	3	4,9	0,01	70	

§ 11.7. Низкочастотные пентоды

Устранение при помощи третьей сетки динаatronного эффекта позволило применить пентоды для усиления низкой частоты как в предварительных, так и в оконечных ступенях усиления мощных усилителей.

Использование пентода для усиления низкой частоты в качестве оконечной ступени в приёмных установках выгоднее, чем применение трёхэлектродной оконечной лампы потому, что пентоды требуют для «раскачки» меньшего напряжения, чем трёхэлектродные лампы. Последние, как мы видели в § 10.6, должны иметь для получения левой характеристики небольшой коэффициент усиления и, следовательно, получение большой полезной мощности в анодной цепи этих ламп требует значительной амплитуды подаваемого на сетку переменного напряжения.

В пентодах благодаря большому значению коэффициента усиления ту же величину мощности P можно получить при значительно меньшем переменном напряжении на сетке, что, конечно, весьма выгодно, так как позволяет уменьшить число ступеней предварительного усиления.

Низкочастотные пентоды отличаются от высокочастотных более простой конструкцией электродов. Так как при усилении низкой частоты проявления междуэлектродных ёмкостей не так вредны, как при усилении высокой частоты, то в низкочастотных пентодах специальной экранировки не устраивают. Экранирующая сетка делается не такой густой, как в высокочастотных пентодах, вследствие чего уменьшается коэффициент усиления и внутреннее сопротивление пентода. Коэффициент усиления в применяющихся у нас низкочастотных пентодах имеет величину от 150 до 600, а внутреннее сопротивление R_i колеблется от 20 до 100 ком. Увеличение рабочих поверхностей электродов ведёт к увеличению крутизны характеристики, которая достигает $9 \div 12$ ма/в в мощных оконечных пентодах. Для получения большего левого сдвига характеристики $I_a = f(U_{c1})$ на экранирующую сетку подают высокий положительный потенциал, равный $(75 \div 100)\%$ анодного напряжения, что в пентодах допустимо ввиду отсутствия в них динаatronного эффекта.

Характеристики $I_a = f(U_{c1})$ низкочастотных пентодов, будучи достаточно левыми, обычно получают криволинейными, что приводит к искажениям усиливаемых сигналов. Криволинейность анодно-сеточных характеристик проявляется в анодном семействе в том, что они располагаются друг от друга на разных расстояниях. При таком расположении анодных характеристик удаётся получить неискажённое усиление не для всех значений нагрузочного сопротивления.

На рис. 11.29 показано семейство характеристик пентода и приведены три динамические характеристики, соответствующие различным значениям сопротивления нагрузки R (различны

углы α). Из рисунка видно, что неискажённое усиление можно получить только для динамической характеристики I_I , поскольку она даёт одинаковые приращения ΔI_a при переходе от одного значения U_{c1} к другому, что показывается равенством отрезков динамической характеристики, заключённых между статическими кривыми. Другие же две динамические характеристики, пересекаясь со статическими, имеют эти участки неравными, т. е. приращения тока ΔI_a при этих режимах нагрузки не пропорциональны изменениям напряжения сетки U_{c1} , и усиление происходит с искажениями.

Оптимальное сопротивление нагрузки, обеспечивающее наибольшую неискажённую полезную мощность, как показывает графический расчёт по характеристикам и подтверждает опыт, для большинства низкочастотных пентодов равняется от $\frac{1}{8}$ до

$\frac{1}{10}$ внутреннего сопротивления R_i . Пентод, как говорят, «критичен» в выборе нагрузочного сопротивления, т. е. работает без искажений только при определённом значении нагрузки, и этим отличается в невыгодную сторону от триода, который обеспечивает работу без искажений для широкого диапазона значений сопротивления нагрузки.

Коэффициент полезного действия пентода — усилителя мощности — может быть получен больше, чем у оконечного триода, но качество усиления вследствие искажений хуже. При одинаковом допустимом проценте искажений отдача по мощности у пентода и триода примерно одинакова.

Зависимость параметров S и R_i от конструкции электродов и рабочего режима для низкочастотных пентодов устанавливается на основании формул, выведенных в § 11.4. Применение негустой экранирующей сетки в пентодах низкой частоты приводит к тому, что R_i не равняется R_{ik} и определяется формулой

$$R_i = \frac{R_{iD} R_{ik}}{R_{iD} + R_{ik}},$$

причём обычно $R_{iD} < R_{ik}$.

Меньшая густота экранирующей сетки позволяет улучшить токораспределение (увеличить k), но необходимость работать при больших U_{c2} для получения левого сдвига характеристики $I_a = f(U_{c1})$ заставляет ограничиваться значениями k не свыше $5 \div 5,5$.

Как уже указывалось, для увеличения полезной мощности, которую можно получить от пентода, желательно иметь начальный участок анодной характеристики, соответствующий режиму возврата, возможно более крутым, чтобы переход в пологую часть характеристики происходил при возможно мень-

шем анодном напряжении. Это ясно видно из кривых рис. 11.30: чем круче идёт начальный участок характеристики, тем больше можно получить амплитуды переменных составляющих тока и напряжения в анодной цепи при заданных E_a , U_{mc1} и R .

Наклон анодной характеристики при малых U_a зависит в основном от того, насколько электроны при своём движении сквозь сетки отклоняются от прямолинейных, нормальных к поверхности анода траекторий. Если бы электроны двигались прямолинейно, то в соответствии с тем, что было сказано в

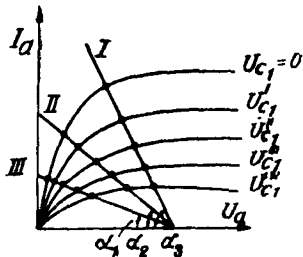


Рис. 11.29

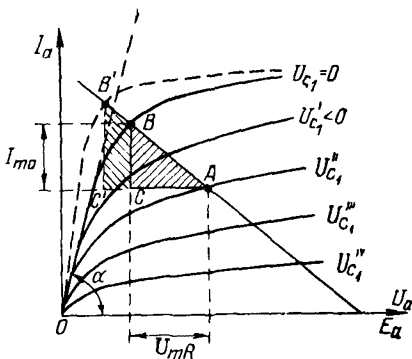


Рис. 11.30

§ 9.3 о движении электронов в тормозящем поле анода, характеристика $I_a = f(U_a)$ пентода в начальной части своей шла бы почти вертикально и перегиб её был бы при очень малом U_a . Но вследствие рассеивающего действия поля в отверстиях экранирующей сетки электроны отклоняются от прямолинейной траектории и получают возможность возвращаться к экранирующей сетке, что и учитывалось ф-лой (11.11) при расчёте токораспределения в пентоде (§ 11.3). Учёт отклоняющего действия только экранирующей сетки, строго говоря, не является достаточным для пентода, так как в нём имеются ещё две сетки (1 и 3-я), которые, действуя подобно линзам, также вызывают отклонения электронов.

Для оценки качества лампы в отношении быстрого подъёма её характеристик в начальном участке пользуются величиной, которая называется внутренним сопротивлением пентода в критическом режиме и равняется

$$R_{i0} = \frac{\partial U_a}{\partial I_a}.$$

Для определения его можно использовать прямую, касательную к крутым участкам анодных характеристик; на рис. 11.30 эта прямая показана пунктиром, с осью абсцисс она составляет угол $\alpha = \arctg \frac{1}{R_{i0}}$.

В хороших современных оконечных низкочастотных пентодах $R_{\text{н}}$ получается равным от 100 до 250 ом.

Основные сведения о низкочастотных пентодах, применяющихся в нашей радиоаппаратуре, приведены в табл. 11.3.

Таблица 11.3

Наименование лампы	Типовой режим						$P_{\text{амакс}}$ вт	$C_{\text{вх}}$ пф	$C_{\text{вых}}$ пф	$C_{\text{прот}}$ пф	$P_{\text{вых}}$
	$U_{\text{н}}$ в	$I_{\text{н}}$ ма	$U_{\text{а}}$ в	$U_{\text{с2}}$ в	S ма/в	$R_{\text{н}}$ ком					
Пентоды											
6П14П	6,3	760	250	250	11,3	20	12	11	7,0	0,2	5,1 вт
6П18П	6,3	750	170	170	11,0	22	12	11,5	6,0	0,2	3,1 »
1П2Б	1,25	50	45	45	0,5	500	—	—	—	—	8,0 мвт
1П3Б	1,25	27	45	45	0,425	330	—	—	—	—	4,5 »
1П4Б	1,25	20	45	45	0,4	350	0,05	6	3	0,3	3,5 »
Диод-пентоды											
6Б2П	6,3	300	250	100	2,7	—	—	4,2	4,1	0,008	—
1Б1П	1,2	60	67,5	67,5	0,625	1000	—	—	—	—	—
1Б2П	1,2	30	60	45	0,55	1000	0,15	1,85	2,1	0,27	—

Высокочастотные и низкочастотные пентоды иногда изготовляют в виде комбинированных ламп, помещая в один баллон с пентодом один либо два диода. Такие лампы носят название соответственно диод—пентод или двойной диод—пентод. Комбинированные пентоды находят широкое применение в радиоприёмной аппаратуре наряду с диод—триодами. В табл. 11.3 приведены основные данные комбинированных ламп с пентодами, выпускаемых нашей промышленностью.

§ 11.8. Широкополосные пентоды

Отличительной особенностью рассмотренных в предыдущих двух параграфах пентодов является то, что все они как высокочастотные, так и низкочастотные должны обеспечивать усиление сигнала в относительно узкой полосе частот, не превышающей, как правило, нескольких единиц или десятков килогерц. Однако в современной радиотехнике в целом ряде случаев необходимо обеспечить усиление сигнала в очень широкой полосе

частот, имеющей порядок нескольких мегагерц и даже нескольких десятков мегагерц. Подобная задача встречается в радиолокации, телевидении, радиорелейной многоканальной связи и других случаях.

Как мы убедимся ниже, рассмотренные нами пентоды не пригодны для решения задачи усиления в широкой полосе частот и их поэтому можно назвать узкополосными пентодами. Для целей широкополосного усиления были разработаны специальные лампы — широкополосные пентоды, которые мы и рассмотрим в настоящем параграфе.

Широкополосные пентоды делятся на две основные группы: широкополосные высокочастотные пентоды, широкополосные выходные пентоды.

Требования, предъявляемые к этим группам ламп, несколько различны, в связи с чем конструкции и параметры их также различаются.

Широкополосные высокочастотные пентоды являются специальным типом обычных высокочастотных пентодов. Простейшая схема высокочастотного широкополосного усилителя такая же, как и при усилении в узкой полосе частот (рис. 11.21). Отличие заключается в том, что добротность колебательного контура Q берётся низкой для того, чтобы обеспечить широкую полосу пропускания $\Delta f = \frac{f_0}{Q}$. При этом эквивалентное сопротивление контура $R_s = \frac{Q}{\omega_0 C} = \frac{1}{2\pi C \Delta f}$ получается низким.

Подставляя это выражение для R_s в формулу для коэффициента усиления высокочастотного усилителя (11.24б), получим, что

$$K = SR_s = \frac{S}{2\pi C \Delta f}. \quad (11.26a)$$

Отсюда следует, что для обеспечения значительного усиления в широкой полосе частот Δf необходимо иметь большую величину отношения $\frac{S}{C}$. Поскольку в общую ёмкость контура C входят выходная ёмкость лампы $C_{вых}$ и входная ёмкость такой же лампы следующей ступени $C_{вх}$, то отсюда можно сделать вывод, что широкополосная лампа должна иметь большую величину отношения

$$\gamma = \frac{S}{C_{вх} + C_{вых}}. \quad (11.26б)$$

Величина γ носит название коэффициента широкополосности и измеряется в $\frac{мв}{в. пф}$. Чем больше величина коэффициента широкополосности лампы, тем большее усиление обеспечивает

она в заданной полосе частот Δf или тем более широкую полосу частот Δf обеспечивает при заданном усилении K .

Поскольку суммарная ёмкость C в широкополосном усилителе не может быть сделана очень малой, то при проектировании широкополосных ламп стремятся увеличить коэффициент широкополосности γ не только за счёт уменьшения ёмкостей лампы C_{ax} и $C_{вых}$, но главным образом за счёт возможно большего увеличения крутизны S . Как правило, при одном и том же значении коэффициента широкополосности лучшие результаты в схеме даёт лампа, имеющая бóльшую крутизну.

Отношение $\frac{S}{C_{ac1}}$ в широкополосных высокочастотных пентодах не требуется таким большим, как в узкополосных, так как в данном случае обычно величина коэффициента усиления ограничивается не $\frac{S}{C_{ac1}}$, а $\frac{S}{C_{ax}+C_{вых}}$. Поэтому в широкополосных пентодах допустимо иметь значительно бóльшую проходную ёмкость C_{ac1} , чем в узкополосных пентодах.

Коэффициент широкополосности рассмотренных в § 11.5 высокочастотных пентодов имеет величину порядка $0,12 \div 0,3$, что совершенно недостаточно для усилителей с полосой пропускания порядка нескольких миллионов герц. Например, для того, чтобы обеспечить усиление $K=10$ при полосе частот $\Delta f=10 \text{ Мгц}$, необходимо, чтобы

$$\frac{S}{C} = 2\pi K \Delta f = 2\pi \cdot 10 \cdot 10^7 = 6,28 \cdot 10^8 \frac{a}{\text{в.ф}} = 0,628 \frac{\text{ма}}{\text{в.пф}}.$$

Так как ёмкости лампы $C_{ax}+C_{вых}$ обычно составляют не более половины ёмкости C , то отсюда следует, что для работы в такой полосе частот лампа должна иметь коэффициент широкополосности γ свыше $1,2 \div 1,4 \frac{\text{ма}}{\text{в.пф}}$.

Рассмотрим, каким образом может быть увеличен коэффициент широкополосности лампы. В соответствии с (11.76) и (11.13) крутизна высокочастотного пентода определяется следующим выражением:

$$S = \frac{\kappa}{\kappa + 1} \frac{3}{2} \cdot 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_{c1}^2} (U_{c1} + D_1 U_{c2})^{1/2}.$$

Здесь для простоты взята плоскопараллельная конструкция.

Сумму входной и выходной ёмкости можно приближённо определить, рассматривая лампу как систему плоскопараллельных конденсаторов, имеющих площадь обкладок, равную Q_a , и расстояния между обкладками, равные соответствующим междуэлектродным расстояниям. Тогда

$$C_{ax} + C_{вых} \approx \epsilon_0 Q_a \left(\frac{1}{r_{c1}} + \frac{1}{r_{c1c2}} + \frac{1}{r_{c3a}} \right).$$

Отсюда получим, что коэффициент широкополосности равен

$$\gamma = \frac{S}{C_{ex} + C_{вых}} \approx \frac{3}{2} \cdot 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{\kappa}{\kappa + 1} \frac{(U_{c1} + D_1 U_{c2})^{1/2}}{\epsilon_0 r_{c1} \left(1 + \frac{r_{c1}}{r_{c12}} + \frac{r_{c1}}{r_{c3a}} \right)} \quad (11.27)$$

Из этого выражения видно, что для увеличения $\frac{S}{C_{ex} + C_{вых}}$ необходимо применять в рабочем режиме более высокое действующее напряжение U_{a1} путём выбора меньшего напряжения смещения на управляющей сетке и большего напряжения на экранирующей сетке. При этом, однако, возрастает плотность тока, снимаемого с катода, и тепловая нагрузка на электроды лампы.

Увеличение отношения $\frac{S}{C_{ex} + C_{вых}}$ может быть достигнуто также улучшением токораспределения лампы, что возможно достичь за счёт изготовления более редкой экранирующей сетки, так как величина проходной ёмкости C_{ac1} в широкополосных высокочастотных пентодах допускается относительно большой. Применяя для изготовления экранирующей сетки проволоку меньшего диаметра и увеличивая шаг намотки, улучшают токораспределение в лампе; при этом также несколько уменьшается выходная ёмкость.

Третьим и наиболее эффективным способом повышения коэффициента широкополосности лампы является уменьшение расстояния управляющая сетка—катод. При этом, вообще говоря, ёмкость C_{ex} возрастает, но значительно сильнее возрастает крутизна S и поэтому отношение $\frac{S}{C_{ex} + C_{вых}}$ увеличивается. Для того чтобы иметь при этом малые значения ёмкостей C_{ex} и $C_{вых}$, можно уменьшить поверхность электродов (Q_a); при этом пропорционально уменьшатся и ёмкости и крутизна, а отношение $\frac{S}{C_{ex} + C_{вых}}$ останется прежним.

Как указывалось в § 8.5, в современных усилительных лампах расстояние управляющая сетка—катод весьма мало. При дальнейшем уменьшении этого расстояния возникают серьёзные затруднения в обеспечении механической прочности конструкции, так как сетку во избежание потери управляющего действия приходится делать из очень тонкой проволоки и с очень малым шагом. Сложным является вопрос борьбы с термотоком сетки, расположенной в непосредственной близости от раскалённого катода. Несмотря на перечисленные трудности, техника электронных ламп продолжает развиваться в направлении дальнейшего уменьшения расстояния сетка—катод в целях достижения больших значений крутизны S и отношения $\frac{S}{C_{ex} + C_{вых}}$.

В табл. 11.4 приведены данные высокочастотных широкополосных пентодов, выпускаемых нашей промышленностью. Типичным представителем широкополосных пентодов является пальчиковый пентод 6Ж9П. В этой лампе расстояние сетка—катод равно всего 40 мк. Для обеспечения управляющего действия сетки шаг намотки взят 60 мк $\left(17 \frac{\text{витков}}{\text{мм}}\right)$. Проволока сетки имеет диаметр 8 мк (в несколько раз тоньше человеческого волоса). В целях снижения тока эмиссии управляющей сетки, расположенной вблизи от раскалённого катода, она изготавливается из позолоченного вольфрама. Оксидный катод с гладким мелкозернистым покрытием имеет пониженную рабочую температуру. Экранирующая сетка относительно редкая—с шагом намотки 320 мк, изготовлена из молибденовой проволоки диаметром 40 мк. Такими мерами в лампе 6Ж9П удалось получить величину крутизны $S=17,5 \text{ ма/в}$ и $\frac{S}{C_{вх}+C_{вых}}=1,50$.

Таблица 11.4

Наименование лампы	Типовой режим						$P_{a \text{ макс}}$ вт	$C_{вх}$ пф	$C_{вых}$ пф	$C_{прох}$ пф	S	S
	U_n в	I_n а	U_a в	$U_{с2}$ в	S ма/в	R_i ком					$\frac{C_{прох}}{ма}$	$\frac{C_{вх}+C_{вых}}{ма}$
											в пф	в. пф

Высокочастотные широкополосные пентоды

6Ж4-Е	6,3	0,45	300	150	8,5	1000	2,5	11,0	4,5	0,015	560	0,55
6Ж1П	6,3	0,17	120	120	5,2	100	1,8	4,35	2,45	0,02	260	0,77
6Ж1Б	6,3	0,20	120	120	4,8	300	1,2	4,8	3,8	0,03	160	0,56
6Ж9Б	6,3	0,30	150	150	18	—	—	—	—	—	—	—
6Ж9П	6,3	0,30	150	150	18	150	3,0	8,5	3,35	0,03	583	1,50
6Ж11П	6,3	0,44	150	150	28	110	4,9	14,0	3,5	0,05	560	1,60

Выходные широкополосные пентоды

6П9-Е	6,3	0,65	300	150	11,2	100	8	11,5	7,5	0,06	187	0,58
6П15П	6,3	0,76	300	150	14,7	100	12	13,5	7	0,07	210	0,72

Ещё лучшими параметрами обладает лампа 6Ж11П, в которой за счёт увеличения поверхности электродов удалось получить крутизну в 28 ма/в. Разработаны также конструкции широкополосных ламп в сверхминиатюрном оформлении.

Широкополосные выходные пентоды являются специальным типом низкочастотных пентодов. В связи с тем, что эти приборы находят преимущественное применение в телевидении для усиления сигнала изображения, их часто называют лампами для усиления видеочастот. В отличие от обычных усилителей низких (звуковых) частот в данном случае полоса усиливаемых частот захватывает огромный диапазон от десятков герц до нескольких миллионов герц. Эти лампы являются обычно усилителями напряжения; сопротивление нагрузки у них обычно активное.

На низких частотах коэффициент усиления ступени определяется известной из гл. 10 ф-лой (10.5):

$$K = SR; \quad (R \ll R_i \text{ и } S_0 \approx S). \quad (11.28)$$

На высоких частотах на величину сопротивления нагрузки оказывает существенное влияние параллельно подключённая паразитная ёмкость C , образованная ёмкостями ламп и ёмкостью монтажа, поэтому сопротивление нагрузки Z определяется выражением

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R} + i\omega C \quad \text{или} \quad |Z| = \frac{R}{\sqrt{1+\omega^2 C^2 R^2}}. \quad (11.29a)$$

С ростом частоты сопротивление нагрузки Z уменьшается и усиление, даваемое лампой, падает. Полагая наивысшей усиливаемой частотой ω_s такую частоту, на которой усиление уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с усилением на низких частотах, определяемым (11.28), найдём, что на этой частоте сопротивление нагрузки (Z_s) должно быть равно $\frac{R}{\sqrt{2}}$, т. е.

$$|Z_s| = \frac{R}{\sqrt{1+\omega_s^2 C^2 R^2}} = \frac{R}{\sqrt{2}}. \quad (11.29б)$$

Отсюда получаем, что для обеспечения усиления в диапазоне вплоть до частоты ω_s необходимо величину сопротивления нагрузки брать не более чем

$$R_{\text{макс}} = \frac{1}{\omega_s C}. \quad (11.29в)$$

При этом коэффициент усиления широкополосного усилителя равен

$$K = SR_{\text{макс}} = \frac{S}{\omega_s C}. \quad (11.30)$$

Так как обычно ёмкость C определяется в значительной мере выходной ёмкостью лампы $C_{\text{вых}}$ и входной ёмкостью такой же последующей лампы $C_{\text{вх}}$, то отсюда видно, что и в данном

случае, как и при широкополосном усилении в диапазоне высоких частот, для достижения широкой полосы частот необходимо, чтобы лампа имела большую величину коэффициента широкополосности $\gamma = \frac{S}{C_{вх} + C_{вых}}$, т. е. в первую очередь большую величину крутизны S .

Величина проходной ёмкости в широкополосных выходных пентодах может быть больше, чем у высокочастотных широкополосных пентодов, но должна быть меньше, чем у низкочастотных выходных пентодов, так как в данном случае предельные усиливаемые частоты довольно высоки.

Для оконечных усилителей важное значение имеет также максимальная величина выходного напряжения $\Delta U_{R \text{ макс}}$, которую можно получить от лампы на нагрузке.

Очевидно,

$$\Delta U_{R \text{ макс}} = \Delta I_{a \text{ макс}} R = \frac{\Delta I_{a \text{ макс}}}{\omega_a C_{вых}}. \quad (11.31)$$

Таким образом, максимальная величина выходного напряжения, которое можно получить от широкополосного пентода, зависит от отношения $\frac{\Delta I_{a \text{ макс}}}{C_{вых}}$, которое, следовательно, характеризует широкополосные свойства выходных пентодов.

Основные направления конструирования широкополосных выходных пентодов такие же, как и в случае высокочастотных широкополосных пентодов, и сводятся к мероприятиям, изложенным в предыдущем разделе параграфа, т. е. к уменьшению расстояния r_{c1} , улучшению токораспределения, повышению плотности тока, снимаемого с катода. Для обеспечения большей величины $\Delta I_{a \text{ макс}}$ выходные широкополосные пентоды должны иметь мощный катод.

В табл. 11.4 приведены основные данные широкополосных выходных пентодов 6П9-Е и 6П15П, выпускаемых нашей промышленностью. В качестве предварительных усилителей видео-частот обычно используются высокочастотные широкополосные пентоды.

§ 11.9. Лучевые тетроды

Чтобы лучше разобраться в способах подавления динаatronного эффекта в лучевых экранированных тетрах, рассмотрим распределение потенциала в пространстве между экранирующей сеткой и анодом в режиме $U_{c2} > U_a$. В этом случае обычно наблюдается уменьшение анодного тока вследствие того, что вторичные электроны, выбиваемые из анода, уходят на экранирующую сетку. Согласно сказанному в § 9.3, распределение потенциала для этого случая может быть представлено кривой рис. 11.31, на котором в точке C_1 находится управляющая сетка с потенциа-

лом $U_{c1}=0$ и в точке C_2 — экранирующая сетка с потенциалом $U_{c2}=2U_a$. Пространственный заряд, образованный между экранирующей сеткой и анодом первичными электронами, прошедшими сюда от катода, и вторичными электронами, вышедшими с анода, снижает потенциал в этом пространстве, в результате чего здесь может возникнуть минимум потенциала $U_{мин}$. Величина $U_{мин}$ при данном соотношении потенциалов U_{c2} и U_a получается тем меньше, чем больше плотность тока и чем больше расстояние между экранирующей сеткой и анодом. Вследствие обра-

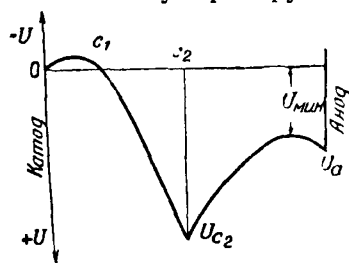


Рис. 11.31

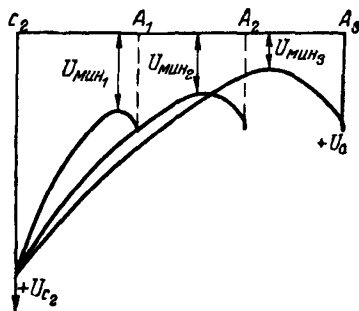


Рис. 11.32

зования минимума потенциала около анода создаётся поле, тормозящее движение вторичных электронов, вылетающих с анода, но в обычных конструкциях экранированных ламп, в которых расстояние между экранирующей сеткой и анодом невелико, это поле получается слабым (величина $U_{мин}$ мало отличается от U_a) и вторичные электроны почти беспрепятственно проходят от анода к экранирующей сетке. Если увеличить пространственный заряд около анода и снизить этим величину минимума потенциала $U_{мин}$, то получающееся при этом сильно тормозящее поле прекратит уход вторичных электронов с анода, вследствие чего будет подавлен динатронный эффект в анодной цепи.

Создать минимум потенциала, достаточный для подавления динатронного эффекта, можно, например, увеличением расстояния между экранирующей сеткой и анодом. Если отодвигать анод от экранирующей сетки, оставляя неизменными потенциалы U_{c2} и U_a , то величина $U_{мин}$ уменьшается, отодвигаясь от анода на большее расстояние, подобно тому, что получается в диоде при удалении анода от катода. На рис. 11.32 показано происходящее при этом изменение распределения потенциала в пространстве экранирующая сетка—анод; участок от катода до экранирующей сетки на рисунке не показан, так как там распределение потенциала почти не изменяется. Исследования показали, что переход вторичных электронов с анода на экранирующую сетку прекращается и провал в характеристике $I_a=f(U_a)$ тетрода исче-

зает, если расстояние между экранирующей сеткой и анодом в $8 \div 10$ раз больше расстояния между катодом и экранирующей сеткой.

Чтобы получить тот же эффект при не очень большом увеличении расстояния от экранирующей сетки до анода, прибегают к значительному увеличению плотности тока в междуэлектродном пространстве (§ 9.3). Увеличение плотности тока достигает-

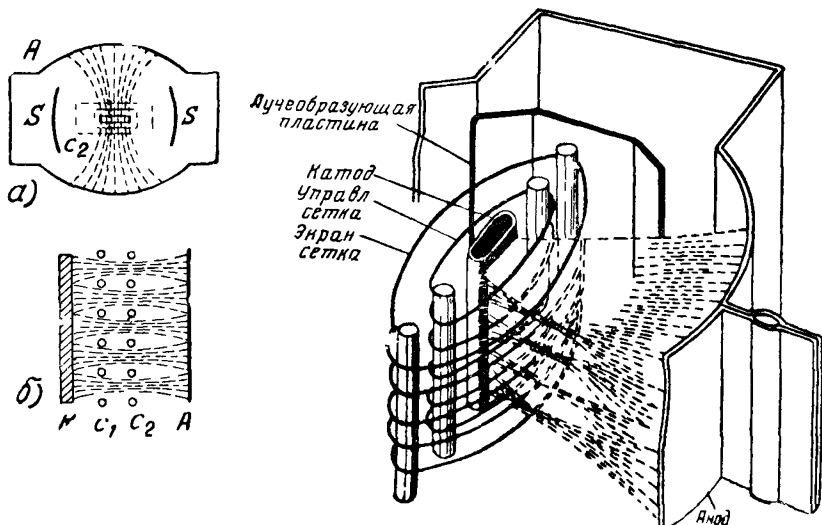


Рис. 11.33

Рис. 11.34

ся фокусировкой электронов, летящих от катода к аноду, в узкие пучки — «лучи», благодаря чему лампа и была названа лучевой.

Для фокусировки в лампе применена специальная конструкция электродов (рис. 11.33). Расстояние от экранирующей сетки до анода сделано сравнительно большим. В лампе помещены специальные электроды SS (рис. 11.33а), соединённые внутри лампы с катодом и имеющие поэтому нулевой потенциал. Благодаря этим электродам создаётся поле такой конфигурации, что электроны двигаются к аноду узким веером, не рассеиваясь в стороны. Кроме того, для фокусировки электронного потока в вертикальной плоскости управляющая и экранирующая сетки сделаны с одним шагом намотки и расположены так, что витки обеих сеток находятся друг против друга (рис. 11.33б). Промежутки между витками отрицательно заряженной управляющей сетки действуют подобно собирательным линзам; электроны, идущие от катода, собираются благодаря этому в узкие лучи, проходящие между витками экранирующей сетки к аноду. Вследствие такой двойной фокусировки плотность тока повышается и около

анода образуется минимум потенциала, препятствующий уходу с анода вторичных электронов.

На рис. 11.34 изображено устройство устройства лучевого тетрода типа 6ПЗС. Анодные характеристики этой лампы (рис. 11.35) показывают, что с увеличением анодного напряжения ток в цепи анода увеличивается без провала, характерного для обычных тетродов (рис. 11.5). В каждой из этих характеристик, как и в характе-

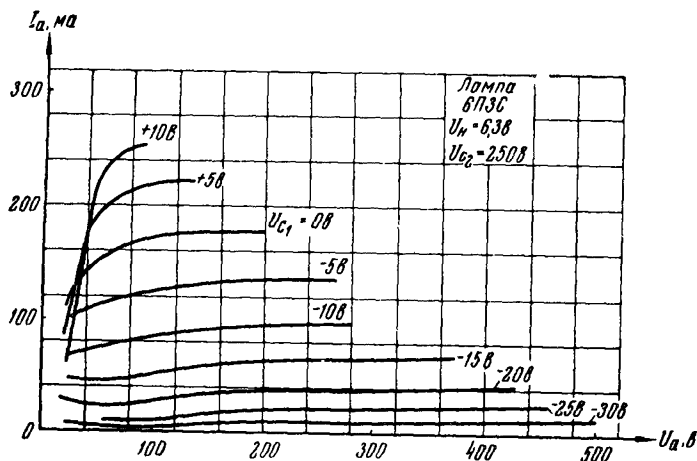


Рис. 11.35

ристиках пентодов, имеется два сильно отличающихся друг от друга участка. При малых анодных напряжениях имеет место режим возврата электронов. При увеличении U_a число возвращающихся к сетке электронов быстро уменьшается и устанавливается режим перехвата электронов, соответствующий пологому рабочему участку анодной характеристики $I_a = f(U_a)$.

Достоинством лучевых ламп является небольшая величина тока экранирующей сетки в рабочем режиме; например, в лампе 6ПЗС ток I_{c2} составляет около 7% от анодного тока (в обычных тетродах 25 ÷ 30%). Малая величина тока I_{c2} объясняется тем, что в рабочем режиме вследствие образования сфокусированных электронных пучков, проходящих между витками экранирующей сетки, последняя может перехватить из общего потока очень немного электронов.

При малой величине анодного тока пространственный заряд электронов у анода может оказаться недостаточным для полного подавления динаatronного эффекта. В таком случае, как это видно из характеристик на рис. 11.35, при больших отрицательных U_{c1} кривые анодного тока имеют небольшие падающие участки.

Вследствие того что экранирующая сетка в лучевых лампах не может быть сделана очень густой (шаг её витков должен быть

равен шагу управляющей сетки), её экранирующее действие слабее, чем в экранированных лампах обычной конструкции и проходная ёмкость C_{ac1} получается порядка от нескольких десятых долей до одной пикофарады. Поэтому лучевые тетроды широко применяются главным образом в качестве мощных усилительных ламп для оконечных ступеней низкой частоты (табл. 11.5). В последнее время появились конструкции лучевых тетродов, которые пригодны для широкополосного усиления как в области низких, так и в области высоких частот. Как указывалось в § 11.8, в широкополосных усилителях допускается относительно высокая величина проходной ёмкости; применяя тщательную экранировку торцовых частей электродной системы и экранировку вводов, требуемую величину проходной ёмкости можно обеспечить и в

Таблица 11.5

Наименова- ние лампы	Типовой режим						Предельные значения			C_{ax} пф	$C_{вых}$ пф	$C_{прох}$ пф	$P_{вых}$ вт
	U_n в	I_n в	U_a в	U_{c2} в	S ма/в	R_I ком							
							P_a вт	P_{c2} вт	I_K ма				
6ПЗС	6,3	900	250	250	6	25	20,5	2,75	—	11	8,2	1	5,4
6П6С	6,3	450	250	250	4,1	52	13,2	2,2	—	9,5	9,5	0,9	3,6
30П1С	30	300	110	110	10	—	7	1,5	—	19	11	1,5	0,5
6П1П	6,3	450	250	250	4,5	50	12	2,5	70	7,8	5,7	0,95	3,8
2П1П	$\frac{1,2}{2,4}$	$\frac{120}{60}$	90	90	2	100	—	—	15,5	5,5	4	0,5	0,21
2П2П	$\frac{1,2}{2,4}$	$\frac{60}{30}$	60	60	1,1	120	0,4	—	7	3,7	3,8	0,4	0,05

лучевом тетроде. В то же время отсутствие защитной сетки уменьшает выходную ёмкость и улучшает характеристики лампы. В табл. 11.6 приведены параметры высокочастотных широкополосных тетродов 6ЖЗП и 6Ж5П. Лампа 6Ж5П по параметрам аналогична широкополосному пентоду 6Ж4-Е, имея несколько меньшие ёмкости C_{ax} и C_{ayx} . Проходная же ёмкость у неё относительно велика, что объясняется трудностью экранировки

Заметим, что в широкополосных тетродах не удаётся изготовлять экранирующую сетку с таким же шагом витков, что и управляющую сетку, так как управляющая сетка у них очень густая. Поэтому широкополосные тетроды имеют относительно большой ток экранирующей сетки и худшее токораспределение, чем низкочастотные лучевые тетроды.

Интересными параметрами обладает широкополосный оконечный тетрод 6Э5П-Е (табл. 11.6). В этой лампе за счёт уменьшения расстояния управляющей сетки от катода получено значение

Таблица 11.6

Наименова- ние лампы	Типовой режим						$P_{a макс}$ вт	$C_{вх}$ пф	$C_{вых}$ пф	$C_{прох}$ пф	S	S
	U_n в	I_n ма	U_a в	$U_{с2}$ в	S ма/в	R_i ком					$C_{прох}$ ма	$C_{вх}+C_{вых}$ ма
											в.пф	в.пф
6ЖЗП	6,3	300	250	150	5	500	2,5	6,5	1,5	0,025	200	0,63
6Ж5П	6,3	450	300	150	9	500	3,6	10	2,5	0,03	225	0,72
6Э5П-Е	6,3	600	150	150	30,5	40	8,3	16	3,1	0,075	410	1,6

крутизны, достигающее в некоторых режимах до 30 ма/в и более. Эта лампа не является лучевым тетродом: у нее нет лучеобразующих пластин и витки управляющей и экранирующей сеток имеют различный шаг. Однако подавление динаatronного эффекта и в этой лампе произведено за счёт пространственного заряда, для чего анод значительно отодвинут от экранирующей сетки. Такая конструкция позволяет уменьшить выходную ёмкость и увеличить коэффициент широкополосности.

§ 11.10. О некоторых способах увеличения широкополосности усилительных ламп

Для увеличения широкополосности усилительных ламп в настоящее время осуществляют конструкции с весьма малыми междуэлектродными расстояниями, в первую очередь — r_{c1} . Это сопряжено, как указывалось выше, с рядом технических трудностей, особенно при налаживании массового производства. Однако ряд таких трудностей в условиях современной высокоразвитой электровакуумной техники успешно преодолевается и поэтому данное направление конструирования широкополосных ламп остаётся перспективным. Вместе с тем достигнутые значения крутизны порядка 20÷30 ма/в и коэффициента широкополосности $\gamma=1,5÷1,7$ ма/в.пф в ряде случаев уже недостаточны. В настоящее время ставится проблема создания приёмно-усилительных ламп с крутизной порядка 100 ма/в и выше. Это уже трудно осуществить путём дальнейшего уменьшения расстояния между управляющей сеткой и катодом. Поэтому, естественно, привлекают внимание и другие способы повышения S и γ .

Одним из таких направлений является разработка ламп, имеющих дополнительную сетку с положительным потенциалом, расположенную между катодом и управляющей сеткой и носящую название *катодной сетки* (рис. 11.36).

Создающееся между катодной сеткой и катодом электрическое поле ускоряет движение электронов от катода. Часть электронов притягивается на катодную сетку, другая же часть их со

значительной скоростью пролетает между её витками. Катодная сетка по отношению к управляющей сетке и аноду играет роль катода с большим диаметром, испускающего электроны с большими начальными скоростями, благодаря чему крутизна характеристики должна получиться очень большой.

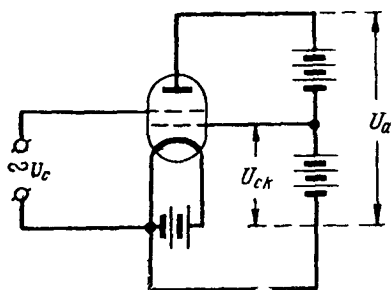


Рис. 11.36

Лампы с катодной сеткой известны давно. Однако в первых образцах этих ламп не удалось получить значительного повышения крутизны (не выше $1,5 \div 2$ раз). В то же время существенным недостатком таких ламп является большой ток в цепи катодной сетки и, следовательно, дополнительный расход энергии. Поэтому идея применения ламп с катодной сеткой была надолго оставлена.

Однако С. Г. Басистов, К. Н. Добровольская и др. показали, что возможности этого метода далеко ещё не исчерпаны. Путём рациональной конструкции электродов им удалось создать в своих лампах на очень малом расстоянии от управляющей сетки весьма эффективный виртуальный катод и получить образцы широкополосных пентодов, превосходящие по своим параметрам лучшие современные «обычные» широкополосные пентоды 6Ж9П и 6Ж11П (см. табл. 11.7). В разработанных лампах минимальное междуэлектродное расстояние в шесть раз больше, чем в лампах 6Ж9П и 6Ж11П. Это обстоятельство существенно как с точки зрения удешевления производства, так и с точки зрения повышения надёжности ламп.

Другим направлением, обеспечивающим значительное повышение крутизны усилительных ламп, является использование вторичной электронной эмиссии.

В этих лампах электронный поток, испускаемый катодом и управляемый при помощи сетки, направляется на специальный электрод, с которого под действием электронной бомбардировки выбиваются вторичные электроны. Подбором материала бомбардируемой поверхности и скорости первичных электронов можно получить коэффициент вторичной эмиссии σ больше единицы и, следовательно, усилить первичный ток. Полученный поток вторичных электронов можно ещё несколько раз усилить таким же образом и получить в выходной цепи лампы ток, во много раз больший первичного тока и соответственно значительное увеличение крутизны. В усилительных лампах с вторичной эмиссией ограничиваются применением только одной ступени умножения тока, чтобы чрезмерно не увеличивать необходимого напряжения питания.

Таблица 11.7

Лампа	Миним. расстояние между электродами, $\mu\text{м}$	Миним. диаметр проволоки, $\mu\text{м}$	Ток катодной сетки, мА	Напр. катодной сетки, В	I_a мА	S мА/В	C_{ax} пФ	$C_{вых}$ пФ	$C_{прор}$ пФ	$\frac{S}{C_{ax}+C_{вых}}$ мА/В.пФ
6Ж9П	40	8	—	—	15,5	17,5	8,5	3,35	0,03	1,47
6Ж20—1 (с катодной сеткой)	250	30	30	12,6	16	17	5,0	1,8	0,03	2,5
6Ж11П	40	8	—	—	25	28	14	3,5	0,05	1,6
6Ж20—2 (с катодной сеткой)	250	30	60	12,6	28	30	8,5	2,4	0,05	2,75

В качестве вторичных эмиттеров в электронных лампах долгое время использовались полупроводниковые кислородно-цезиевые и сурьмяно-цезиевые поверхности, обладающие высоким коэффициентом вторичной эмиссии. Однако использование таких ламп в практических схемах затрудняется неустойчивостью работы вторичного эмиттера, обусловленной влиянием температуры, плотности первичного потока, «загрязнения» поверхности эмиттера продуктами испарения с оксидного катода и др. В конце 30-х годов было установлено, что в качестве вторичных эмиттеров могут успешно использоваться некоторые активированные сплавы тяжёлых металлов (золото, железо, тантал, никель, медь и др.) с лёгкими металлами (магний, бериллий и др.), при этом содержание лёгкого металла в сплаве составляет не больше 2—5%. Такие эмиттеры, обладая достаточно высоким значением коэффициента вторичной эмиссии (до $10 \div 12$ в максимуме), более устойчивы в работе, правда, при небольших токовых нагрузках (порядка $10^{-6} \div 10^{-8} \text{ А/см}^2$). Исследования последних лет показывают, что токовые нагрузки сплавных эмиттеров могут быть повышены до $3 \div 5 \text{ мА/см}^2$. Технология изготовления сплавных эмиттеров чрезвычайно проста и позволяет осуществлять их массовое производство.

Не останавливаясь на описании различных экспериментальных образцов ламп с умножением тока, появившихся в процессе разработки и поисков наиболее удачных и эффективных конструкций, укажем весьма простую и дающую хорошие результаты конструкцию лампы. Принцип её устройства показан на рис. 11.37. Катод K , управляющая сетка C_1 и экранирующая сетка C_2 имеют обычную конструкцию. В качестве вторичного эмиттера D ,

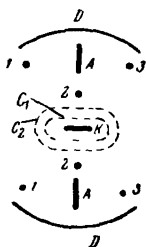


Рис. 11.37

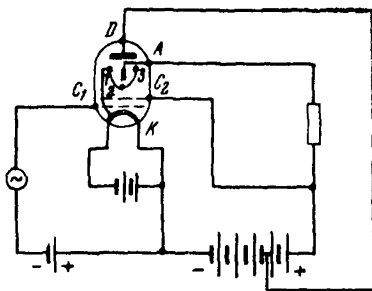


Рис. 11.38

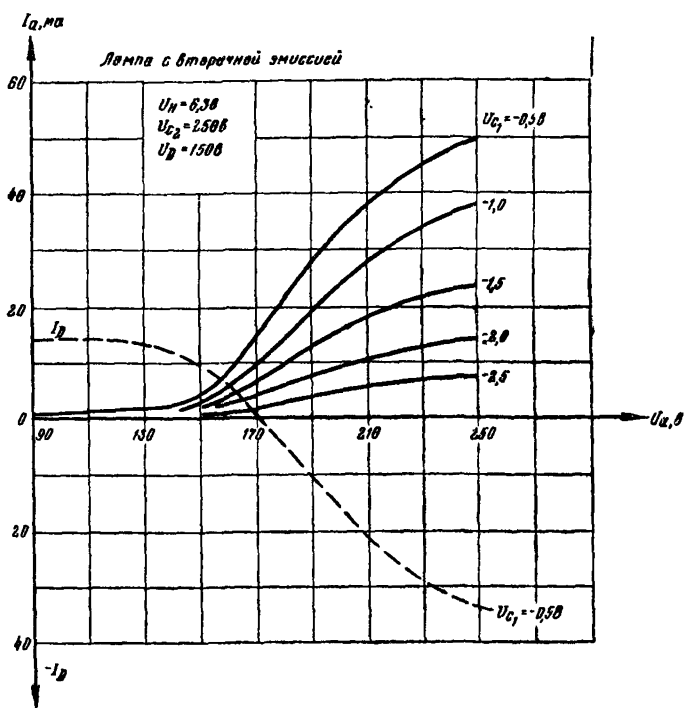


Рис. 11.39

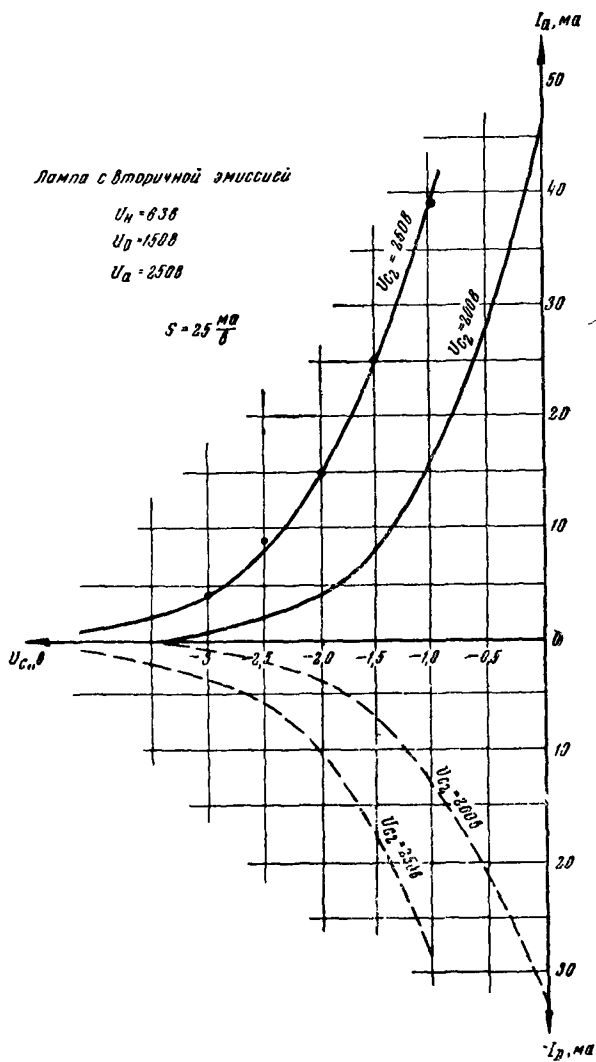


Рис. 11.40

называемого динодом, используются две поверхности из металлического активированного сплава CuBe (Be 2,5%). Анод лампы А представляет собой две металлические полоски, расположенные перпендикулярно к поверхности динода. Для получения направленного на динод потока электронов используются проволочные фокусирующие электроды 1, 2, 3 с нулевым потенциалом, расположенные перед анодом и по краям динода. Схема включения лампы показана на рис. 11.38.

Анодные характеристики лампы при различных напряжениях на первой сетке представлены на рис. 11.39. На этом же графике приведена зависимость тока динода от анодного напряжения при напряжении первой сетки $U_{c1} = -0,5$ в. При $U_a > U$, возникает динатронный эффект с динода и ток динода падает с ростом U_a , а ток анода растёт.

Анодно-сеточные характеристики и зависимость тока динода от напряжения на первой сетке для двух значений напряжения второй сетки приведены на рис. 11.40. Как видно из характеристик, крутизна анодного тока достигает $20 \div 25$ ма/в; коэффициент вторичной эмиссии динода имеет величину свыше трёх.

Наряду с рассмотренными методами повышения крутизны усилительных ламп разрабатывается и ряд других. В частности, делаются попытки повышения крутизны путём совмещения принципов управления анодным током с помощью пространственного заряда, отклонения луча и вторично-эмиссионного умножения. Несомненно, что в ближайшие годы эти поиски позволят осуществить конструкции ламп с крутизной до 100 ма/в и более и тем самым обеспечить новое значительное улучшение показателей радиоэлектронной аппаратуры.

ПРИЕМНО-УСИЛИТЕЛЬНЫЕ ЛАМПЫ С ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ ДЛЯ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

§ 12.1. Особенности токопрохождения в диодах на сверхвысоких частотах

Сверхвысокими частотами обычно называют частоты свыше 30 Мгц. В диапазоне сверхвысоких частот на свойства диода оказывает большое влияние инерция электронов, так как время пролёта электрона в лампе τ становится сравнимым с периодом изменения приложенного к лампе переменного напряжения. В этом случае мгновенное значение конвекционного тока имеет разную величину в разных сечениях лампы, закон степени 3/2 теряет свою силу и величина тока во внешней цепи диода определяется полученным в гл. 5 выражением (5.20)

$$i_a = i_{нас} + C_{ак} \frac{\partial u_a}{\partial t}.$$

Рассмотрим токопрохождение в плоско-параллельном диоде, к аноду которого приложено постоянное напряжение E_a и переменное синусоидальное напряжение u_a сверхвысокой частоты ω (рис. 12.1), причём $u_a \ll E_a$. Как показал Г. А. Гринберг¹⁾, в этом случае диод представляет собой комплексное сопротивление для тока сверхвысокой частоты, равное

$$Z_\omega = R_\omega + iX_\omega, \quad (12.1)$$

причём как активная составляющая этого сопротивления R_ω , так и реактивная составляющая X_ω зависят от частоты приложенного напряжения ω и угла пролёта электронов от катода до анода $\theta = \omega\tau$:

$$R_\omega = R_1 F_1(\theta); \quad X_\omega = -R_1 F_2(\theta). \quad (12.2)$$

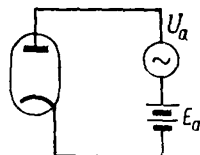


Рис. 12.1

¹⁾ Г. А. Гринберг. «К теории прохождения нестационарных токов через термоионные приборы». ЖЭТФ, т. 6, № 1, вып. 2, 1936 г.

Функции $F_1(\Theta)$ и $F_2(\Theta)$ определяются следующими выражениями:

$$F_1(\Theta) = \frac{12}{\Theta^4} [2(1 - \cos \Theta) - \Theta \sin \Theta];$$

$$F_2(\Theta) = \frac{12}{\Theta^4} \left[\frac{\Theta^3}{6} + \Theta(1 + \cos \Theta) - 2 \sin \Theta \right]. \quad (12.3)$$

При изменении угла пролёта Θ , зависящего от величины и частоты анодного напряжения и от расстояния между катодом и анодом, изменяются сопротивления R_ω и X_ω . На рис. 12.2 показаны эти зависимости для отношения $\frac{R_\omega}{R_i}$ и для отношения $\frac{X_\omega}{R_i}$, вычисленные по ф-лам (12.2, 12.3). При Θ , равном нулю (режим постоянного тока) или очень близком к нулю (режим переменного тока не очень высокой частоты), R_ω равняется R_i и X_ω равно нулю, т. к. в этих режимах инерция электронов не проявляется и ток в лампе совпадает по фазе с напряжением.

При увеличении угла пролёта, что может быть вызвано повышением частоты, увеличением расстояния от катода до анода или уменьшением анодного напряжения, активное сопротивление лампы переменному току уменьшается. В интервалах изменения Θ от 2π до 3π , от 4π до 5π и т. д. активное сопротивление R_ω делается отрицательным, что можно физически пояснить следующим образом. Известно, что когда электроны двигаются в ускоряющем анодном поле, их кинетическая энергия увеличивается за счёт работы, совершаемой полем, при движении электронов в тормозящем поле они отдают свою энергию путём возбуждения во внешней цепи тока, направление которого противоположно направлению тормозящего напряжения. Представим себе, что в цепь анода диода включены последовательно источник переменного напряжения (например, возбуждённый колебательный контур) и источник постоянного напряжения так, что между катодом и анодом получается пульсирующая разность потенциалов (рис. 12.3). При очень малых углах пролёта все электроны, вылетающие с катода и в положительный, и в отрицательный полупериоды, двигаются в неизменном за время пролёта ускоряющем поле и на их движение затрачивается энергия от обоих источников. При увеличении угла пролёта часть электронов, вышедших из катода в конце положительного полупериода и ускоренных в начале движения повышенной разностью потенциалов, будет заканчивать свой путь при пониженной разности потенциалов между анодом и катодом (во время отрицательного полупериода), отдавая часть своей энергии тормозящему полю (т. е. переменной составляющей поля), вследствие чего расход энергии от источни-

ка переменного напряжения уменьшается. Когда угол пролёта делается больше 2π (время пролёта больше периода), все электроны, уходящие от катода в большом количестве во время положительного полупериода и приобретающие за время этого полупериода большую скорость, будут тормозиться и от-

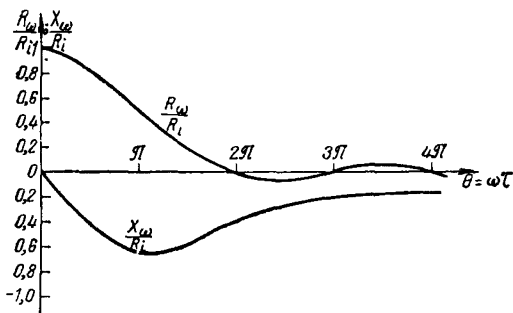


Рис. 12.2

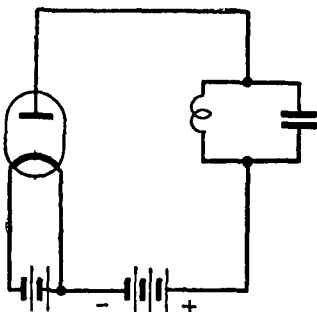


Рис. 12.3

давать свою энергию переменному полю, иначе говоря, источнику переменного напряжения, во время отрицательного полупериода. Электронов же, которые уходят от катода в отрицательный полупериод, и, очевидно, ускоряются на всём своём пути, конечно, меньше, чем первых, и поэтому источник переменного тока расходует на них энергии меньше, чем получает от первых.

В результате устанавливается режим, при котором некоторая средняя мощность отдаётся источнику переменного напряжения (в нашем примере колебательному контуру) электронным потоком лампы, получающим эту энергию от источника постоянного тока. Следовательно, диод в этом режиме может быть использован как генератор незатухающих колебаний, что экспериментально подтверждается на лампах специальной конструкции ¹⁾. Физическое свойство диода не потреблять, а отдавать энергию математически характеризуется отрицательным активным сопротивлением лампы переменному току.

Реактивное сопротивление диода X_ω , равное нулю при постоянном токе, при очень высоких частотах, как показывает рис. 12.2, остаётся почти неизменным.

Рассматриваемую нами эквивалентную схему диода удобнее представить в виде параллельного соединения активного и реактивного сопротивлений (рис. 12.4):

$$y_\omega = g_\omega + i b_\omega \quad (12.4)$$

¹⁾ Ф. Б. Левеллин. Инерция электронов, Гостехиздат, 1946 г.

Исходя из равенства

$$y_{\omega} = \frac{1}{Z_{\omega}} = \frac{1}{R_{\omega} + i X_{\omega}} = \frac{R_{\omega}}{R_{\omega}^2 + X_{\omega}^2} - i \frac{X_{\omega}}{R_{\omega}^2 + X_{\omega}^2},$$

можно получить следующие выражения для активной g_{ω} и реактивной b_{ω} проводимостей диода

$$g_{\omega} = \frac{R_{\omega}}{R_{\omega}^2 + X_{\omega}^2} = S \frac{F_1(\theta)}{F_1^2(\theta) + F_2^2(\theta)},$$

где $S = \frac{1}{R_i}$; (12.5)

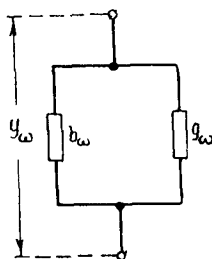


Рис. 12.4

$$b_{\omega} = -\frac{X_{\omega}}{R_{\omega}^2 + X_{\omega}^2} = -\omega C_{ак} \frac{2}{\theta} \frac{F_2(\theta)}{F_1^2(\theta) + F_2^2(\theta)},$$

(12.6)

причём в (12.6) использовано равенство $S = \frac{2C_{ак}}{\tau} =$

$= \frac{2\omega C_{ак}}{\theta}$, где $C_{ак}$ —ёмкость холодного диода; это равенство нетрудно получить следующим образом.

Из закона степени 3/2 [см. ф-лу (6.7)] получим выражение для крутизны S

$$S = \frac{2}{3} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{Q_a}{r_a^2} U_a^{1/2}. \quad (12.7)$$

Используя выражение для ёмкости холодного диода $C_{ак} = \epsilon_0 \frac{Q_a}{r_a}$ и формулу для времени пролёта электрона в плоско-параллельном диоде $\tau = \frac{3r_a}{\sqrt{\frac{2e}{m} U_a}}$ [см. ф-лу (6.18a)], получим из (12.7) вышеуказанное равенство.

На рис. 12.5 зависимость g_{ω} и b_{ω} от угла пролёта θ , рассчитанная по ф-лам (12.5) и (12.6), представлена в виде графиков, причём по вертикальной оси отложены значения $\frac{g_{\omega}}{S}$ и $\frac{b_{\omega}}{\omega C_{ак}}$.

Как видно из рис. 12.5, активная проводимость диода g_{ω} при малых углах пролёта (на низких частотах) равна крутизне характеристики S . Это равенство с точностью до 1% соблюдается вплоть до углов пролёта $\theta = 0,1 \pi$, что и позволило нам в гл. 5 отметить эту величину угла пролёта как предельную, ниже которой инерцию электронов можно не учитывать. При увеличении угла пролёта активная проводимость диода уменьшается, составляя при $\theta = \frac{\pi}{2}$ $0,94S$, при $\theta = \pi$ $0,76S$; при $\theta = 2\pi$ активная проводимость падает до нуля, а далее периодически меняет знак, не превосходя по абсолютному значению $0,25S$.

Уменьшение активной проводимости диода при увеличении угла пролёта связано с тем, что при быстром изменении анодного напряжения величина конвекционного тока в разных сечениях лампы получается разной. Конвекционный ток у катода изменяется синфазно с изменением анодного напряжения (если считать, что поле распространяется в лампе мгновенно). Однако, когда электроны продвинулись от катода на некоторое расстояние x , напряжение на аноде успеет измениться. Поэтому конвекцион-

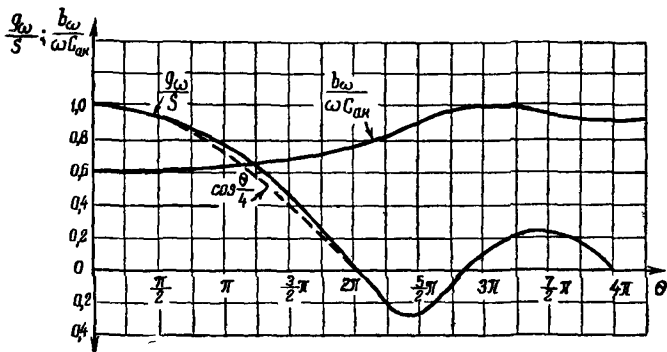


Рис. 12.5

ный ток на расстоянии x от катода отстаёт по фазе от напряжения анода на угол Θ_x , равный углу пролёта электрона от катода до сечения x . Чем дальше сечение x от катода, тем больше отставание фазы конвекционного тока от напряжения анода. Наибольший сдвиг фазы конвекционного тока имеет место у анода и равен $\Theta_{ак}$. Наведённый ток в диоде, равный усреднённому вдоль междуэлектродного пространства значению конвекционного тока, очевидно, также отстаёт по фазе от напряжения анода на некоторый угол $\varphi_{ср} < \Theta_{ак}$.

Векторная диаграмма на рис. 12.6а иллюстрирует эти рассуждения. Для построения этой диаграммы электронный поток в диоде разбивается на ряд тонких слоёв сечениями x' , x'' и т. д. (рис. 12.6б) и изображённые на диаграмме токи i' , i'' и т. д. представляют собой элементарные наведённые токи, созданные конвекционными токами, протекающими в этих слоях. Общий наведённый ток равен геометрической сумме векторов i' , i'' и т. д. и изображён на рис. 12.6а в виде замыкающей этих векторов, отстоящей от напряжения U_a на угол $\varphi_{ср} < \Theta_{ак}$. Активная составляющая наведённого тока

$$I_{нав.акт} = I_{нав} \cos \varphi_{ср}.$$

Поделив левую и правую части этого уравнения на U_a , получим

$$g_{\omega} = S \cos \varphi_{ср}. \quad (12.8)$$

$\varphi_{cp} = \frac{1}{4}\Theta$ и активную проводимость диода вычислять по формуле

$$g = S \cos \frac{\theta}{4}. \quad (12.9)$$

На рис. 12.5 для сравнения с точной зависимостью пунктиром изображён график функции $\cos \frac{\theta}{4}$.

При углах пролёта, лежащих приблизительно в интервале $2\pi \div 3\pi$, $4\pi \div 5\pi$ и т. д., активная входная проводимость диода принимает отрицательное значение. Это означает, что конвекционный ток в лампе запаздывает по фазе относительно анодного напряжения так сильно, что активная составляющая наведённого тока изменяется в противофазе относительно U_a .

Реактивная проводимость диода на свч b_{ω} имеет ёмкостный характер. Как видно из графика рис. 12.5, при углах пролёта $\theta < \pi$ ёмкость диода $C_{\omega} \approx \frac{3}{5} C_{ак}$. Уменьшение ёмкости диода на свч по сравнению со значением холодной ёмкости холодного:

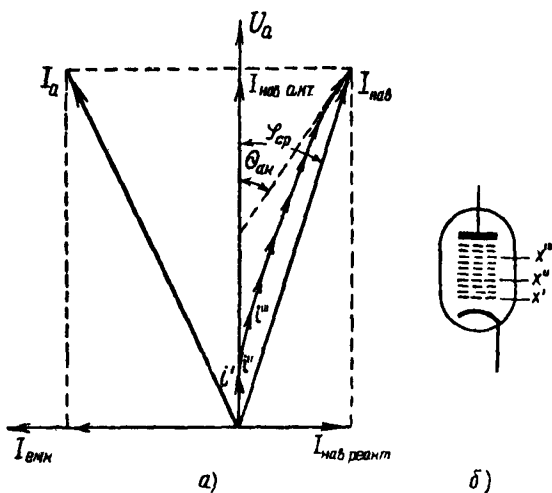


Рис. 12.6

диода $S_{ак}$ возникает вследствие того, что наведённый ток в диоде имеет реактивную составляющую $I_{нов. реакт}$ (рис. 12.6), отстающую по фазе от анодного напряжения и компенсирующую частично ёмкостный ток диода $I_{ёмк.}$.

При больших углах пролёта (больше 2π) индуктивная компонента наведённого тока становится малой и величина ёмкости диода C_θ возрастает, стремясь к значению $C_{ак}$.

Практически ёмкостный ток через диод определяется не только ёмкостью $C_{ак}$, но и параллельно ей подключённой ёмкостью между вводами электродов C_{ss} . Величина этой ёмкости имеет тот же порядок, что и ёмкость $C_{ак}$, и не зависит от частоты, а поэтому уменьшение полной входной ёмкости диода за счёт индуктивного действия электронного потока при расчётах обычно можно не учитывать, принимая в качестве входной ёмкости диода на свч значение ёмкости, измеренное в холодной лампе.

Параметры диода на сверхвысоких частотах могут существенно измениться из-за проявления индуктивностей вводов анода и катода, проходящих сквозь баллон лампы от этих электродов к штырькам цоколя. Хотя индуктивность этих проволоочек мала (обычно $L_{ss} = 1 \div 3 \cdot 10^{-8}$ гн), индуктивное сопротивление их ωL_{ss} , вследствие больших значений ω , получается соизмеримым с ёмкостным сопротивлением диода. Так как вводы включены последовательно с лампой (рис. 12.7), то результирующее реактивное сопротивление диода будет равно

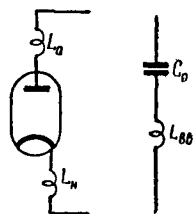


Рис. 12.7

$$X'_\omega = X_\omega + \omega L_{ss} = -R_l \left[F_2(\Theta) - \frac{\omega L_{ss}}{R_l} \right]. \quad (12.10)$$

Это приводит, как следует из ф-л (12.5) и (12.6), к изменению как активной, так и реактивной проводимостей диода.

Рассмотренные в данном параграфе зависимости справедливы для плоско-параллельного диода, однако, как показали численные расчёты Г. А. Гринберга, ими можно пользоваться и для цилиндрического диода при $\frac{r_a}{r_k} < 2,1$. При очень тонком катоде зависимость проводимости диода от частоты носит несколько иной характер; в частности, не наблюдается отрицательных значений активной проводимости при больших углах пролёта.

§ 12.2. Особенности токопрохождения в усилительных лампах на сверхвысоких частотах

Опыт показывает, что изученные нами в предыдущих главах приёмно-усилительные лампы снижают эффективность своей работы в диапазоне сверхвысоких частот. Это проявляется прежде всего в том, что с ростом частоты уменьшается выходная мощность, отдаваемая лампой, и одновременно увеличивается расход мощности во входной цепи. Для выяснения причин снижения эффективности работы электронных ламп на сверхвысоких час-

тотах рассмотрим особенности токопрохождения в приёмно-усилительных лампах в диапазоне сверхвысоких частот.

Рассматривая в предыдущем параграфе прохождение тока в диоде при сверхвысоких частотах, мы установили, что в этом случае конвекционный ток, создающийся в междуэлектродном пространстве, неодинаков в различных сечениях и, имея у катода одинаковую фазу с переменным напряжением анода, всё больше отстаёт по фазе от u_a в сечениях, более близких к аноду. Эти результаты можно использовать и при анализе токопрохождения в лампе с сетками, рассматривая такую лампу, как последовательное соединение диодов, образованных каждым двумя электродами, расположенными рядом. Первым диодом является участок между катодом и управляющей сеткой, к которой приложено переменное напряжение усиливаемого сигнала, вторым диодом — участок между управляющей сеткой и экранирующей и т. д. до последнего диода, которым в пентоде является участок между защитной сеткой и анодом. Во внешней цепи каждого из электродов создаётся (наводится) переменный ток, величина и фаза которого зависят от конвекционных токов, протекающих в диодах.

В усилительной лампе скорость электрона при пролёте первой сетки $v_{c1} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{\partial 1}}$. Используя это соотношение и ф-лы (6.19) и (6.20), получим, что время пролёта электрона от катода до управляющей сетки равно

$$\tau_{kc1} = \gamma \frac{r_{kc1}}{\sqrt{U_{\partial 1}}}, \quad (12.11)$$

где коэффициент γ зависит от конструкции лампы. Например, для плоско-параллельной конструкции $\gamma = 0,51 \times 10^{-7} \frac{\text{с.сек}}{\text{см}}$,

для цилиндрической конструкции $\gamma = 0,255 \cdot 10^{-7} \frac{\text{с.сек}}{\text{см}}$.

Время пролёта от управляющей сетки до экранирующей можно определить следующим образом. Предполагая приближённо, что потенциал на этом участке изменяется линейно, найдём, что средняя скорость, с которой электрон проходит этот участок,

$$v_{cp} = \frac{v_{c1} + v_{c2}}{2}.$$

Так как скорость, с которой электрон пролетает вторую сетку, $v_{c2} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{\partial 2}}$, то

$$v_{cp} = \frac{1}{2} \sqrt{2 \frac{e}{m}} (\sqrt{U_{\partial 1}} + \sqrt{U_{\partial 2}}) = 3 \cdot 10^7 (\sqrt{U_{\partial 1}} + \sqrt{U_{\partial 2}}), \frac{\text{см}}{\text{сек}},$$

а время пролёта

$$\tau_{c1c2} = \frac{r_{c1c2}}{v_{cp}} = 0,33 \cdot 10^{-7} \frac{r_{c1c2}}{\sqrt{U_{\partial 1}} + \sqrt{U_{\partial 2}}}. \quad (12.12)$$

Аналогичный вид имеют формулы для времени пролёта от экранирующей сетки до защитной и от защитной сетки до анода.

Время пролёта от управляющей сетки до экранирующей сетки, а также во всех следующих междуэлектродных промежутках обычно бывает значительно меньше, чем на участке катод—управляющая сетка, так как все эти участки электрон проходит под действием высоких напряжений экранирующей сетки и анода, значительно больших, чем U_{a1} . Таким образом, на свойства лампы на сверхвысоких частотах основное влияние оказывает время пролёта на участке катод—управляющая сетка.

С точки зрения возможности использования усилительной лампы наибольший интерес представляют токи в её входной и выходной цепях.

Режим входной цепи, т. е. управляющей сетки, при сверхвысоких частотах сильно отличается от режима этой цепи при работе лампы на низких и высоких частотах. Рассмотрим схему рис. 12.8. В цепь управляющей сетки высокочастотного тетрода включена батарея, дающая отрицательное постоянное напряжение смещения на сетку. При работе лампы на низких и высоких частотах благодаря этому смещению в цепи управляющей сетки тока не будет. Так как электроны на отрицательно заряженную сетку не попадают, величина конвекционного тока на участке катод—первая сетка и на участке между первой и второй сетками одинакова; фаза тока на этих участках также не меняется, так как угол пролёта очень мал. Вследствие этого ток, наводимый в цепи управляющей сетки электронами, подходящими к сетке, равен по величине и противоположен по направлению току, наводимому электронами, уходящими от сетки. В цепи сетки эти токи взаимно компенсируются, и активная составляющая входной проводимости лампы равна нулю; во входной цепи существует только реактивный ток, обусловленный входной ёмкостью лампы.

При сверхвысоких частотах картина меняется. Наряду с реактивным, значительно увеличивающимся током возникает и активная составляющая в сеточном токе вследствие того, что наведённые в цепи сетки токи различного направления не компенсируют друг друга. Конвекционный ток, идущий от катода к управляющей сетке, вследствие большой величины угла пролёта имеет различное значение по величине и фазе на разных расстояниях от катода. Наводимый им во внешней цепи сетки ток следует рассматривать как геометрическую сумму токов, наводимых отдельными элементарными слоями, на которые можно разбить электронный поток, идущий от катода, считая, что в каждом из этих слоёв величина тока и фаза его остаются постоянными. Поскольку в этих слоях фаза тока постепенно ме-

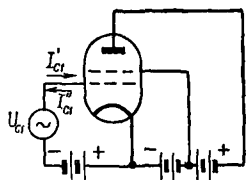


Рис. 12.8

няется от нуля (около катода) до $\Theta_{\kappa c1} = \omega\tau_{\kappa c1}$ (около первой сетки), то результирующий наведённый ток I'_{c1} сдвинут относительно переменного напряжения первой сетки U_{c1} на некоторый средний угол φ_{cp} , причём $0 < \varphi_{cp} < \omega\tau_{\kappa c1}$.

На векторной диаграмме (рис. 12.9) можно изобразить вектор этого результирующего наведённого тока I'_{c1} отстающим от вектора переменного напряжения U_{c1} на угол φ_{cp} .

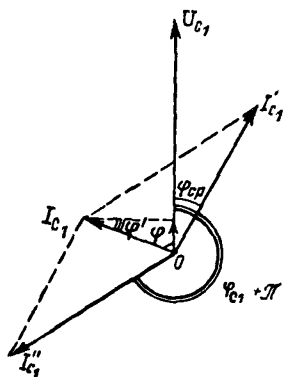


Рис. 12.9

Электроны, пролетевшие сквозь первую сетку, двигаются дальше под воздействием высокого положительного напряжения экранирующей сетки и анода со скоростями, значительно большими, чем те, с которыми они двигались от катода к первой сетке, так как U_{a2} всегда значительно больше, чем U_{a1} . Вследствие большой скорости электронов в этом втором диоде можно с известным приближением считать, что фаза конвекционного тока в разных сечениях от первой сетки до второй не успеет заметно измениться за время пролёта электронами этого расстояния и остаётся равной $\varphi_{c1} = \Theta_{\kappa c1}$. Поэтому ток I'_{c1} , наводимый во внешней сеточной цепи конвекционным током второго диода, изображается вектором, отстающим от U_{c1} на угол $\varphi_{c1} + \pi$. Сдвиг на угол π объясняется тем, что токи I'_{c1} и I''_{c1} противоположны по направлению. Результирующий наведённый ток в цепи сетки равен сумме этих токов $I_{c1} = I'_{c1} + I''_{c1}$; соответствующее построение показано на векторной диаграмме рис. 12.9. Из диаграммы видно, что наведённый ток в цепи управляющей сетки опережает напряжение U_{c1} , действующее в этой цепи, на угол φ , меньший $\frac{\pi}{2}$, и, следовательно, в наведённом сеточном токе имеется активная составляющая, обусловленная инерцией электронов. Этот активный ток равен $I_{c1 \text{ акт}} = I_{c1} \cos \varphi = I_{c1} \sin \varphi'$; так как угол $\varphi' = \frac{\pi}{2} - \varphi$ мал, то мож-

но принять $I_{c1 \text{ акт}} = I_{c1} \varphi'$. Все введенные нами при построении векторной диаграммы фазовые углы φ_{cp} , φ_{c1} и φ приблизительно пропорциональны углу пролёта, так что и $\varphi' = \alpha \omega\tau_{\kappa c1}$. Наведённый ток в цепи сетки I_{c1} , существующий вследствие сдвига $(\varphi_{c1} - \varphi_{cp}) \neq 0$, также пропорционален углу пролёта и зависит ещё от крутизны S_{κ} и переменного напряжения на сетке U_{c1} . Поэтому можно написать, что активная составляющая сеточного тока

равна

$$I_{c1 \text{ акт}} = p S_{\kappa} U_{c1} (\omega\tau_{\kappa c1})^2, \quad (12.13)$$

где p — постоянный коэффициент, зависящий от расстояний между электродами и напряжений на электродах.

Наличие активной составляющей тока $I_{\text{сакт}}$ говорит о том, что в сеточной цепи расходуется некоторая мощность за счёт энергии подводимого сигнала. Расходование энергии в цепи сетки, когда на сетку не попадают электроны, физически объясняется следующим образом. Вследствие большого значения угла пролёта некоторая часть электронов, идущих от катода при положительном полупериоде переменного напряжения на управляющей сетке и ускоряющихся за счёт энергии переменного поля сетка—катод, не долетит ещё до второй сетки, когда напряжение на первой сетке уже изменит свой знак. Поэтому переменное поле между первой и второй сетками продолжает ускорять эти электроны, затрачивая на них свою энергию.

Электроны, вылетающие из катода при отрицательном полупериоде U_{c1} , наоборот, тормозятся переменным полем сетки и в пространстве катод — первая сетка, и в пространстве между сетками, отдавая часть своей энергии полю. Но так как при отрицательном полупериоде U_{c1} от катода уходит электронов меньше, чем при положительном полупериоде, то энергия, расходуемая за период переменным полем сетки на ускорение электронов, больше, чем энергия, получаемая полем от электронного потока. Эту избыточную, забираемую из цепи сетки энергию электроны отдают экранирующей сетке или аноду в зависимости от того, на какой из этих электродов они попадут.

Как было указано, электроны, пройдя управляющую сетку, двигаются под действием высокого напряжения экранирующей сетки и анода с большими скоростями и углы пролёта их между сетками, а также от последней сетки до анода очень малы. Поэтому в усилительной лампе для всех условных диодов, кроме первого, можно пренебречь такими эффектами, вызывающими появление переменной составляющей конвекционного тока, как изменение распределения плотности пространственного заряда под действием переменного напряжения на электродах или изменение плотности пространственного заряда вследствие группировки электронов за счёт изменения их скорости. Можно считать, что переменная составляющая электронного тока, созданная в первом диоде, протекает от управляющей сетки к аноду, изменяясь по амплитуде только за счёт перехвата электронов положительно заряженными сетками и запаздывая по фазе относительно напряжения на управляющей сетке на угол пролёта между управляющей сеткой и анодом.

Обозначим угол пролёта от первой (управляющей) сетки до второй через θ_{c1c2} , от второй до третьей — через θ_{c2c3} и от последней до анода — через θ_{c3a} . Примем, что пространство между первой и последней сетками полностью заэкранировано от анода и поэтому электроны за время движения в этом пространстве не наводят тока в цепи анода.

Если переменное напряжение на управляющей сетке равняется $u_{c1} \sim U_{c1} \sin \omega t$, то по вычислениям Ю. А. Кацмана анодный ток в лампе с сетками может быть выражен так:

$$i_a \sim \alpha \frac{\sin \frac{\Theta_{c3a}}{2}}{\frac{\Theta_{c3a}}{2}} S_0 U_{c1} \sin(\omega t - \psi), \quad (12.14)$$

где $\alpha \approx 1,01 \div 1,04$ для $\Theta_{kc1} < \frac{\pi}{2}$, а для больших углов определяется весьма сложными выражениями; S_0 — статическая крутизна характеристики анодного тока; ψ — угол сдвига по фазе между анодным током и напряжением на управляющей сетке. При относительно малых углах пролёта этот угол равен

$$\psi = 0,36 \Theta_{kc1} + \Theta_{c1c2} + \Theta_{c2c3} + \frac{2}{3} \Theta_{c3a}. \quad (12.15)$$

Из ур-ния (12.14) видно, что амплитуда переменного анодного тока $I_a = \alpha \frac{\sin \frac{\Theta_{c3a}}{2}}{\frac{\Theta_{c3a}}{2}} S_0 U_{c1}$ зависит от частоты (с повыше-

нием частоты Θ_{c3a} увеличивается и I_a уменьшается), но практически эта зависимость делается заметной только на частотах выше 300 МГц ($\lambda < 1$ м).

Анодный ток отстаёт по фазе от напряжения управляющей сетки тем больше, чем выше частота принимаемых сигналов, но фазовый угол получается меньше суммарного угла пролёта электронов от катода до анода.

Таким образом, в диапазоне ультракоротких волн (меньше 10 ÷ 12 м) и, естественно, при волнах, ещё более коротких, приходится считаться с тем, что токопрохождение в лампе и все её свойства очень сильно зависят от частоты принимаемых сигналов. Причинами этой частотной зависимости, кроме конечности времени пролёта, являются также междуэлектродные ёмкости лампы и индуктивности электродных вводов, так как с повышением частоты сопротивления внутриламповых ёмкостей делаются очень малыми, а индуктивные сопротивления вводов, наоборот, увеличиваются до такой величины, что пренебречь их влиянием на процессы в лампе уже нельзя.

§ 12.3. Параметры электронных ламп при сверхвысоких частотах

Характеристические проводимости лампы

В § 8.5 указано, что параметрами усилительной лампы, при помощи которых устанавливаются соотношения между токами и напряжениями входной и выходной цепей её, являются кру-

тизна, выходная, входная и проходная проводимости. Эти четыре проводимости носят название характеристических проводимостей лампы. При работе лампы на низких частотах из этих четырёх проводимостей только две: крутизна S и выходная проводимость или обратная ей величина внутреннего сопротивления R_i — имеют практическое значение и используются как основные параметры низкочастотных усилительных ламп. При использовании лампы как высокочастотного усилителя начинает играть большую, можно сказать, решающую роль проходная проводимость, обусловленная действием ёмкости между анодом и управляющей сеткой, и, кроме того, делаются заметными реактивные проводимости входной и выходной ёмкостей лампы.

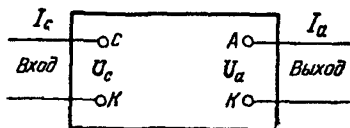


Рис. 12.10

Наконец, переходя к лампам, работающим на сверхвысоких частотах, мы должны взять в качестве их основных параметров все четыре характеристические проводимости, потому что каждая из них при сверхвысоких частотах имеет конечные и, в ряде случаев, относительно большие значения активной и реактивной составляющих.

Используя указанные в § 8.5 характеристические проводимости и учитывая, что при сверхвысоких частотах токи и напряжения в цепях анода и сетки усилительной лампы являются комплексными величинами, можно уравнения (8.13) и (8.23) переписать в виде:

$$I_a = S\dot{U}_c + Y_{\text{вых}}\dot{U}_a, \quad (12.16)$$

$$\dot{I}_c = Y_{\text{вх}}\dot{U}_c + Y_{\text{прох}}\dot{U}_a. \quad (12.17)$$

Эти уравнения позволяют представить рассмотренные в предыдущих главах эквивалентные схемы усилительной лампы в виде общей схемы активного четырёхполюсника ¹⁾ с напряжением U_c на входных зажимах и с напряжением U_a на выходных зажимах (рис. 12.10). При работе только на прямолинейном участке характеристики лампы (при небольших амплитудах переменных составляющих U_a и U_c) эквивалентный четырёхполюсник линеен, т. е. переменные токи в цепях четырёхполюсника прямо пропорциональны напряжениям, действующим в его цепях.

Очевидно, что при этом условии проводимости линейного эквивалентного четырёхполюсника, обозначенные в уравнениях (12.16) и (12.17) через S , $Y_{\text{вых}}$, $Y_{\text{вх}}$ и $Y_{\text{прох}}$, от переменных напряже-

¹⁾ Как известно из общей теории электрических цепей, четырёхполюсником называется система, предназначенная для передачи электрической энергии и имеющая два входных и два выходных зажима. Четырёхполюсники называются активными, если они содержат в себе источники энергии, и пассивными, если таких источников в них нет (например, трансформаторы).

ний и токов не зависят (они изменяются только при изменении частоты и режима по постоянному току) и поэтому могут быть взяты в качестве параметров лампы, учитывающих зависимость её свойств от частоты усиливаемого напряжения. Выясним смысл указанных проводимостей.

Согласно уравнениям, воздействие входного напряжения (переменного напряжения сигнала в цепи управляющей сетки) на сеточный ток учитывается входной проводимостью лампы Y_{sx} , а на анодный ток — крутизной лампы S . Для определения этих проводимостей замкнём накоротка выходные зажимы четырёх-полюсника так, что U_a будет равно нулю. Тогда получим, что входная проводимость определяется формулой

$$Y_{sx} = \frac{i_c}{U_c} \Big|_{U_a=0}, \quad (12.18)$$

а крутизна лампы S определяется отношением

$$S = \frac{i_a}{U_c} \Big|_{U_a=0}. \quad (12.19)$$

Воздействие анодного напряжения на ток в цепи сетки определяется проходной проводимостью $Y_{прох}$ и на анодный ток выходной проводимостью $Y_{вых}$. Предполагая замкнутыми накоротко входные зажимы четырёхполюсника так, что $U_c = 0$, найдём, что

$$Y_{прох} = \frac{i_c}{U_a} \Big|_{U_c=0} \quad (12.20)$$

и

$$Y_{вых} = \frac{i_a}{U_a} \Big|_{U_c=0}. \quad (12.21)$$

Для рассматриваемых характеристических проводимостей следует различать их «холодные» значения, имеющие место в лампе с ненакалённым катодом, и «горячие» проводимости, получающиеся, когда в лампе накалён катод, проходит электронный ток и имеется пространственный заряд.

Введение понятий «холодных» проводимостей и сравнение их с «горячими» имеет практическое значение в том отношении, что позволяет установить, какие проводимости мы можем измерять в холодной лампе методами более простыми, чем те, которые необходимы для измерения этих проводимостей в работающей лампе, и какие проводимости так измерять нельзя. Примером проводимости, для которой «холодное» и «горячее» значения мало отличаются одно от другого, является проходная проводимость, так как ёмкость между анодом и управляющей сеткой практически не зависит от пространственного заряда в лампе, поэтому значение ёмкости C_{ac} , измеренное в холод-

ной лампе, может быть взято для расчёта проходной проводимости лампы, конечно, с учётом поправок на влияние частоты.

Для большинства же проводимостей лампы «холодные» и «горячие» значения их не равны; наиболее ярким примером этого является крутизна S , которая в холодной лампе равна нулю. В качестве другого примера можно взять активную входную проводимость лампы; в холодной лампе эта проводимость, обусловленная утечкой тока между выводами сетки и катода по ножке лампы и по цоколю, очень мала и равна $10^{-7} \div 10^{-8} \frac{1}{\text{ом}}$,

в горячей же лампе при сверхвысоких частотах она делается весьма большой из-за проявления инерции электронов и других причин.

В этих случаях разность между «горячей» проводимостью на сверхвысоких частотах и «холодным» значением её зависит от частоты, и так как вследствие малых значений холодной проводимости эта разность почти равна горячей проводимости, то её берут в качестве рабочей проводимости, являющейся некоторой функцией частоты усиливаемых колебаний

$$Y_{\text{раб}} = Y_{\text{гор}} - Y_{\text{хол}} \approx Y_{\text{гор}} \quad (12.22)$$

После сделанного анализа общих свойств характеристических проводимостей перейдём к более подробному изучению каждой из них.

Входная проводимость лампы

Входная цепь усилительной лампы, её режим и параметры имеют очень важное значение при работе лампы на сверхвысоких частотах. С повышением частоты сигнала входная проводимость лампы, как показывает опыт, увеличивается и, следовательно, входное сопротивление лампы при сверхвысоких частотах оказывается весьма небольшим, хотя на управляющую сетку всегда подаётся отрицательное напряжение смещения. При очень малом входном сопротивлении режим входной цепи приближается к короткому замыканию, вследствие чего напряжение сигнала на входных зажимах сетка—катод уменьшается, и в результате может происходить не усиление, а ослабление сигнала в такой степени усиления.

Входная проводимость на свч определяется как сумма активной входной проводимости $g_{\text{вх}} = \frac{1}{R_{\text{вх}}}$ и реактивной входной проводимости $i b_{\text{вх}}$, созданной в основном входной ёмкостью лампы $C_{\text{вх}}$,

$$Y_{\text{вх}} = g_{\text{вх}} + i b_{\text{вх}} = \frac{1}{R_{\text{вх}}} + i \omega C_{\text{вх}}. \quad (12.23)$$

В цепь сетки высокочастотной усилительной лампы обычно включается приёмный колебательный контур, настраивающийся в резонанс на частоту сигнала, и входное сопротивление лампы включено параллельно этому контуру (рис. 12.11). Наиболее важное влияние на режим контура оказывает активное входное сопротивление, поскольку оно определяет величину

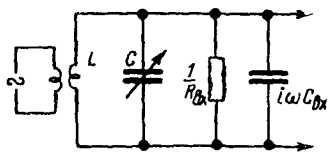


Рис. 12.11

мощности, забираемой лампой из входного контура; при уменьшении $R_{вх}$ его шунтирующее действие усиливается, затухание контура увеличивается и напряжение на его зажимах уменьшается. Влияние реактивной входной проводимости на режим контура сказывается в изменении его настройки, так как $C_{вх}$ включена параллельно конденсатору

контура, то ёмкость этого конденсатора должна браться соответственно меньше.

Активная входная проводимость лампы при переходе к высоким и сверхвысоким частотам сильно возрастает за счёт увеличения диэлектрических потерь, проявления инерции электронов и за счёт влияния индуктивности электродных вводов. Последние два фактора являются главными и фактически ими определяется величина $g_{вх}$ или $R_{вх}$ на сверхвысоких частотах.

Зависимость активной проводимости от инерции электронов можно установить из ур-ния (12.13), определяющего величину активного наведённого тока в цепи сетки (§ 12.2). Обозначая активную входную проводимость, создающуюся в лампе за счёт инерции электронов, через $g_{вх\tau}$, имеем

$$g_{вх\tau} = \frac{I_{с1актm}}{U_{с1}} = p S_K (\omega \tau_{кс1})^2. \quad (12.24)$$

Входное активное сопротивление, обусловленное инерцией электронов, равно

$$R_{вх\tau} = \frac{1}{p S_K \omega^2 \tau_{кс1}^2}. \quad (12.25)$$

Полученные выражения показывают, что с увеличением частоты активная входная проводимость растёт ($R_{вх}$ уменьшается) пропорционально квадрату частоты, чем и объясняется значительное увеличение входной проводимости лампы на сверхвысоких частотах.

Величина $g_{вх\tau}$ зависит от времени пролёта электронов от катода до первой сетки, а также от крутизны S ; чем больше

эти величины, тем входная проводимость больше. Интересно отметить, что так как крутизна

$$S_{\kappa} = \text{const} \frac{Q_{\varepsilon}}{r_{\kappa c1}^2} U_{\partial 1}^{1/2},$$

а время пролёта от катода до первой сетки $\tau_{\kappa c1} = \text{const} \frac{r_{\kappa c1}}{U_{\partial 1}^{1/2}}$, то входная активная проводимость

$$g_{\text{вх} \tau} = \text{const} \frac{Q_{\varepsilon}}{U_{\partial 1}^{1/2}} \omega^2, \quad (12.26)$$

откуда можно сделать вывод, что активная входная проводимость не зависит от расстояния между катодом и управляющей сеткой, а зависит от рабочей поверхности электродов Q_{ε} и от действующего напряжения на управляющей сетке.

Фактически, если уменьшать $r_{\kappa c1}$, не изменяя густоты сетки, то проницаемость управляющей сетки увеличивается, растёт $U_{\partial 1}$ в заданном рабочем режиме и входная проводимость $g_{\text{вх} \tau}$ несколько уменьшается.

Входящий в ур-ния (12.24) и (12.25) коэффициент p , необходимый для вычисления $g_{\text{вх} \tau}$ и $R_{\text{вх} \tau}$, зависит от отношения

напряжений $\frac{U_{c2}}{U_{\partial 1}}$ (в пентоде) или

$\frac{U_a}{U_{\partial}}$ (в триоде) и от отношения

расстояний между электродами $\frac{r_{c2} - r_{c1}}{r_{c1}}$ в пентоде или $\frac{r_a - r_c}{r_c}$ в триоде; найти этот коэффициент можно по графику

рис. 12.12.

Выясним зависимость активной входной проводимости от индуктивности вводов электродов. Вводы, соединяющие электроды лампы со штырьками цоколя, представляют собой обычно почти прямолинейные проводники, индуктивность которых очень мала. Подсчёт индуктивности прямолинейного ввода можно сделать по формуле

$$L_{\text{вв}} = 2l \left(\ln \frac{4l}{d} - 1 \right) 10^{-9} \text{ гн}, \quad (12.27)$$

в которой l — длина ввода и d — его диаметр измерены в сантиметрах.

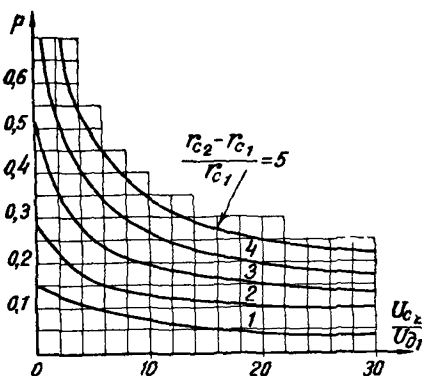


Рис. 12.12

Для примера можно указать, что ввод длиной 1,5 см и диаметром 1 мм имеет индуктивность $L_{\text{вв}} \approx 10^{-8}$ гн.

Несмотря на малую индуктивность вводов, их индуктивное сопротивление при сверхвысоких частотах оказывается достаточным, чтобы повлиять на работу лампы. В усилительных лампах на величину активной входной проводимости влияет главным образом индуктивность катодного ввода. По этому вводу, соединяющему катод лампы с общей точкой схемы (рис. 12.13),

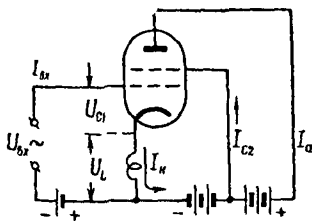


Рис. 12.13

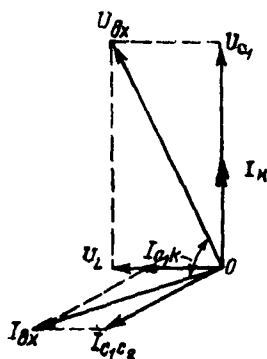


Рис. 12.14

проходит общий катодный ток; переменная составляющая этого тока I_k создаёт на вводе переменное напряжение U_L . Так как катодный ввод входит и в цепь управляющей сетки, то напряжение U_L будет действовать во входной цепи лампы, вызывая дополнительный расход мощности в этой цепи.

Построим векторную диаграмму для входной цепи усилительной лампы, изображённой на рис. 12.13, с учётом действия катодного ввода; при построении диаграммы будем считать, что инерция электронов не проявляется.

Пусть на зажимах управляющая сетка — катод имеется напряжение U_{c1} ; вследствие отсутствия инерции электронов общий ток $I_k = I_a + I_{c2}$ совпадает по фазе с напряжением U_{c1} (рис. 12.14). Напряжение U_L , создаваемое на катодном вводе током I_k , опережает ток I_k на 90° и, складываясь с напряжением U_{c1} , даёт действующее на входных зажимах схемы входное напряжение $U_{ax} = U_{c1} + U_L$. Сеточный ток во входной цепи состоит из двух токов: ёмкостный ток I_{c1k} через ёмкость C_{c1k} опережает на 90° напряжение U_{c1} , действующее на зажимах этой ёмкости; ёмкостный ток I_{c1c2} через ёмкость C_{c1c2} создаётся напряжением U_{ax} и поэтому будет опережать его на 90° . Складывая токи I_{c1k} и I_{c1c2} , найдём полный ток входной цепи $I_{ax} = I_{c1k} + I_{c1c2}$, который опережает входное напряжение U_{ax} на угол, меньший, чем 90° , вследствие чего во входной цепи расходуется мощность и входная проводимость имеет активную составляющую.

Подсчитаем величину этой проводимости. Напряжение, создаваемое током I_K на катодном вводе, равно

$$\dot{U}_L = i\omega L_K \dot{I}_K = i\omega L_K S_K \dot{U}_{c1}.$$

Входное напряжение будет равно

$$\dot{U}_{ex} = \dot{U}_{c1} + \dot{U}_L = \dot{U}_{c1} (1 + i\omega L_K S_K).$$

Ток входной цепи равен

$$\dot{I}_{ex} = \dot{I}_{c1K} + \dot{I}_{c1c2} = i\omega C_{c1K} \dot{U}_{c1} + i\omega C_{c1c2} \dot{U}_{ex}.$$

Полная проводимость входной цепи будет

$$Y_{ex} = \frac{\dot{I}_{ex}}{\dot{U}_{ex}} = \frac{i\omega C_{c1K}}{1 + i\omega L_K S_K} + i\omega C_{c1c2}$$

Освобождаясь от мнимости в знаменателе, получим

$$Y_{ex} = \frac{\omega^2 L_K S_K C_{c1K} + i\omega C_{c1K}}{1 + \omega^2 L_K^2 S_K^2} + i\omega C_{c1c2}.$$

Так как обычно $\omega^2 L_K^2 S_K^2 \ll 1$, то, упрощая, будем иметь

$$Y_{ex} = \omega^2 L_K S_K C_{c1K} + i\omega (C_{c1K} + C_{c1c2}). \quad (12.28)$$

Из полученного выражения видно, что за счёт действия индуктивности катодного ввода во входной цепи лампы создаётся активная проводимость, равная

$$g_{exL} = \omega^2 L_K S_K C_{c1K}. \quad (12.29)$$

Соответствующее активное входное сопротивление равно

$$R_{exL} = \frac{1}{\omega^2 L_K S_K C_{c1K}}. \quad (12.30)$$

Формула (12.29) показывает, что активная входная проводимость g_{exL} так же, как и активная проводимость $g_{ex\tau}$, пропорциональна квадрату частоты; кроме того, из формулы видно, что проводимость g_{exL} зависит не только от L_K и S_K , но и от ёмкости между катодом и управляющей сеткой C_{c1K} , в чём заключается особенно вредное действие этой ёмкости.

В нашем выводе мы не учитывали действия индуктивности вводов других электродов, в частности ввода экранирующей сетки; если учесть, как это показал Стретт, индуктивность L_{c2} , то формула для g_{exL} принимает вид

$$g_{exL} = \omega^2 L_K S_K C_{c1K} - \omega^2 L_{c2} S_{c2} C_{c1c2}, \quad (12.31)$$

откуда видно, что ввод экранирующей сетки своим действием несколько уменьшает активную входную проводимость (практически на 7–10%).

Проводимости $g_{gx\tau}$ и g_{gxL} были найдены независимо одна от другой и поэтому полная активная входная проводимость равна их сумме, т. е.

$$g_{gx} = g_{gx\tau} + g_{gxL}. \quad (12.32a)$$

Следовательно, полное активное входное сопротивление можно найти как сопротивление параллельно соединённых $R_{gx\tau}$ и R_{gxL} ,

$$R_{gx} = \frac{R_{gx\tau} R_{gxL}}{R_{gx\tau} + R_{gxL}}. \quad (12.32b)$$

Вычисления и измерения показывают, что обычно в диапазоне метровых волн сопротивления $R_{gx\tau}$ и R_{gxL} в высокочастотных пентодах являются величинами одного порядка и поэтому при подсчёте R_{gx} обязательно надо учитывать оба эти сопротивления.

Так как оба сопротивления — $R_{gx\tau}$ и R_{gxL} — обратно пропорциональны квадрату частоты, то и суммарное активное входное сопротивление R_{gx} обратно пропорционально ω^2 , или прямо пропорционально квадрату длины волны.

Поэтому можно написать формулу

$$R_{gx} = \alpha \lambda^2, \quad (12.33)$$

которой часто пользуются для вычисления входного сопротивления лампы при разных волнах.

Коэффициент α зависит от конструкции электродов лампы и от её рабочего режима и имеет величину от 0,1 до $3 \frac{\text{ком}}{\text{м}^2}$.

Реактивная входная проводимость лампы $b_{gx} = \omega C_{gx}$ на низких частотах не зависит от частоты и определяется статической ёмкостью управляющей сетки относительно всех электродов с нулевым потенциалом. При повышении частоты входная ёмкость будет изменяться вследствие влияния индуктивности вводов. На рис. 12.15а показаны междуэлектродные ёмкости и индуктивности вводов, имеющие значение в определении C_{gx} для тетродов и пентодов, если пренебречь для последних ёмкостью управляющей сетки относительно защитной. На рис. 12.15б показана эквивалентная схема для этого случая, из которой видно, что на ультракоротких волнах, когда $\omega L_k < \frac{1}{\omega C_{c1k}}$ и $\omega L_{c1} < \frac{1}{\omega C_{c1c2}}$, индуктивные сопротивления вводов L_k и L_{c1} частично компенсируют соответствующие ёмкостные сопротивления, вследствие чего эквивалентная ёмкость всей схемы несколько увеличивается. Совместное действие показанных на схеме ёмкостей и индуктивностей можно заменить действием ёмкости $C_g = C_{c1k} + C_{c1c2}$ и эквивалентной индуктивности L_g ,

соединённых последовательно (рис. 12.15а). Для такой схемы сопротивление входной ёмкости будет равно

$$\frac{1}{i\omega C_{вх}} = \frac{1}{i\omega C_э} + i\omega L_э = \frac{1}{i\omega C_э} (1 - \omega^2 L_э C_э),$$

откуда находим входную ёмкость (рис. 12.15г)

$$C_{вх} = C_э \frac{1}{1 - \omega^2 L_э C_э} = C_э \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}} = C_э \frac{1}{1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}}, \quad (12.34)$$

где ω_0 — резонансная частота входной цепи лампы и $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0}$.

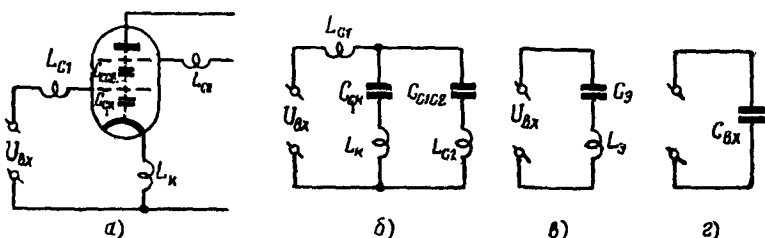


Рис. 12.15

При приближении рабочей волны λ к собственной волне входной цепи лампы λ_0 входная ёмкость и входная реактивная проводимость увеличиваются; при $\lambda = \lambda_0$ входная ёмкость $C_{вх} = \infty$ и входная цепь замкнута лампой накоротко. В высокочастотных пентодах обычных конструкций $\lambda_0 = 1 \div 2$ м, в специальных конструкциях пентодов λ_0 уменьшается до $40 \div 60$ см.

В лампе с накалившимся катодом пространственный заряд на участке катод — управляющая сетка увеличивает междуэлектродную ёмкость $C_{с1к}$. Кроме того, при сверхвысоких частотах входная реактивная проводимость несколько увеличивается за счёт инерции электронов, так как наводимый в сеточной цепи ток имеет реактивную (обычно ёмкостную) составляющую, как это видно из векторной диаграммы рис. 12.9. Это увеличение реактивной проводимости эквивалентно увеличению входной ёмкости лампы на величину $\Delta C_{вх}$; в усилительных лампах обычных конструкций $\Delta C_{вх}$ равняется от 0,5 до 2 пф.

Крутизна

Так как при сверхвысоких частотах анодный ток сдвинут по фазе относительно входного сеточного напряжения, крутизна S является в общем случае комплексной величиной. Для рабочих режимов лампы на сверхвысоких частотах она может быть

найдена из уравнения (12.14). Это уравнение показывает, что переменная составляющая анодного тока, вычисленная с учётом

инерции электронов, имеет амплитуду $I_a = \alpha \frac{\sin \frac{\theta_{ca}}{2}}{\frac{\theta_{ca}}{2}} S_0 U_{c1}$ и

отстаёт от переменного напряжения на управляющей сетке на угол $\psi = f(\omega)$. Поэтому крутизна равна

$$S = \alpha \frac{2 \sin \frac{\theta_{ca}}{2}}{\theta_{ca}} S_0 e^{-i\psi} = S_0 e^{-i\psi}. \quad (12.35a)$$

Модуль крутизны S_0 зависит от частоты через угол пролёта θ_{ca} , в высокочастотных пентодах этот угол очень мал в диапазоне ультракоротких волн, так как электроны пролетают пространство от третьей сетки до анода с большой скоростью; коэффициент α близок к единице. Поэтому модуль крутизны практически равен статической крутизне лампы и, как показывает опыт, только в диапазоне дециметровых волн S_0 начинает уменьшаться по сравнению с S_0 .

Крутизна на свч зависит также от индуктивности вводов катода и управляющей сетки, так как благодаря падению напряжения на сопротивлениях вводов переменное напряжение на участке управляющая сетка—катод \dot{U}_{kc1} отличается от входного напряжения \dot{U}_{gx} (рис. 12.15a).

$$\dot{U}_{kc1} = \frac{U_{gx}}{1 + j\omega L_{gs} + \frac{1}{j\omega C_{kc1}}} \cdot \frac{1}{1 + j\omega C_{kc1}} = \frac{U_{gx}}{1 - \omega^2 L_{gs} C_{kc1}},$$

$$L_{gs} = L_k + L_{c1}.$$

Крутизна характеристики лампы с учётом этого явления

$$S_f = \frac{i_a}{U_{gx}} = \frac{S \dot{U}_{kc1}}{\dot{U}_{gx}} = \frac{S}{1 - \omega^2 L_{gs} C_{kc1}}. \quad (12.35b)$$

Из этого выражения следует, что с ростом частоты крутизна характеристики может увеличиваться. Как показывают экспериментальные исследования, в современных миниатюрных приёмно-усилительных лампах на частотах до 20 МГц крутизна может возрасти по модулю в 1,5—2 раза по сравнению со значением на низких частотах. Следовательно, в этом диапазоне решающее влияние на крутизну лампы оказывает не инерция электронов, а индуктивность вводов.

Фазовый угол крутизны ψ зависит в основном от времени пролёта электронов в лампе и при учёте влияния только инерции электронов определяется по ф-ле (12.15). Но фактически получающийся угол сдвига между анодным током и входным

напряжением несколько больше рассчитываемого по указанной формуле из-за влияния индуктивности электродных вводов, главным образом катодного ввода. Создаваемое на этом вводе переменное напряжение \dot{U}_L вызывает сдвиг фаз между входным напряжением $\dot{U}_{вк}$ и напряжением $\dot{U}_{с1}$ между управляющей сеткой и катодом так, что $\dot{U}_{с1}$ отстаёт от $\dot{U}_{вк}$ на угол $\Delta\varphi = \omega S_K L_K$ (см. векторную диаграмму на рис. 12.14).

Поэтому угол сдвига между анодным током и входным напряжением, являющийся аргументом комплексной крутизны \hat{S} , равняется

$$\psi' = \Delta\varphi + \psi = \omega \left(S_K L_K + 0,36\tau_{кс1} + \tau_{с1с2} + \tau_{с2с3} + \frac{2}{3}\tau_{с3а} \right), \quad (12.36)$$

если для подсчёта ψ использовать ф-лу (12.15). В обычных рабочих режимах наших высокочастотных пентодов в диапазоне ультракоротких волн угол ψ получается от 10 до 30°.

Вредное влияние этого фазового сдвига особенно проявляется в работе генераторных ламп в сверхвысокочастотном диапазоне.

Выходная проводимость

«Холодная» выходная проводимость вследствие отсутствия электронного потока в лампе является чисто реактивной проводимостью и при низких частотах равна $i b_{вых} = i \omega C_{вых}$, где $C_{вых}$ — статическая ёмкость анода относительно всех электродов, не имеющих переменного напряжения такой же частоты, как на управляющей сетке.

При высоких частотах реактивная проводимость увеличивается вследствие того, что индуктивные сопротивления вводов частично компенсируют сопротивления междуэлектродных ёмкостей и эквивалентная выходная ёмкость увеличивается. На тех же основаниях, которые были указаны при рассмотрении реактивной входной проводимости, для выходной ёмкости лампы можно написать формулу

$$C_{вых} = C_s \frac{1}{1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}}, \quad (12.37)$$

где λ — рабочая волна, λ_0 — резонансная волна выходной цепи лампы, равная $\lambda_0 = 2\pi \sqrt{L_s C_s}$, L_s и C_s — последовательно соединённые эквивалентные индуктивность и ёмкость выходной цепи лампы.

«Горячая» выходная проводимость является комплексной величиной

$$Y_{вых} = g_{вых} + i b_{вых}$$

При низких частотах активная составляющая выходной проводимости равна обратной величине внутреннего сопротивления и, следовательно, выходная проводимость

$$Y_{\text{вых}} = \frac{1}{R_i} + i\omega C_{\text{вых}}, \quad (12.38)$$

что позволяет рассматривать её как параллельное соединение активного сопротивления R_i и ёмкости $C_{\text{вых}}$.

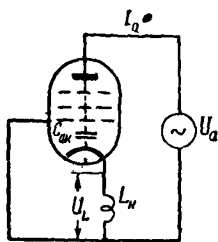


Рис. 12.16

С повышением частоты активная выходная проводимость увеличивается пропорционально квадрату частоты; надо отметить, что в лампах обычной конструкции время пролёта мало влияет на величину активной проводимости и увеличение последней обусловлено главным образом влиянием индуктивностей и взаимоиндуктивностей вводов и электродных ёмкостей.

Наибольшее влияние оказывает катодный ввод, так как под действием переменного напряжения на аноде через ёмкость между анодом и катодом создаётся переменный ток $I_{\text{ак}} \approx i\omega C_{\text{ак}} U_a$, протекающий через ввод катода и создающий на этом вводе переменное напряжение $U_L = -\omega^2 L_k C_{\text{ак}} U_a$ (рис. 12.16). Переменное напряжение катодного ввода \dot{U}_L , действуя в цепи управляющей сетки, усиливается в лампе и вызывает в анодной цепи дополнительный переменный ток $\dot{I}_a = -S \dot{U}_L = \omega^2 L_k C_{\text{ак}} S U_a$, что эквивалентно увеличению выходной активной проводимости лампы на величину

$$g_{\text{вых}L} = \omega^2 L_k C_{\text{ак}} S.$$

Полная активная выходная проводимость усилительной лампы на сверхвысоких частотах по этим причинам оказывается больше, чем на низких частотах, где она равна $\frac{1}{R_i}$, и может быть вычислена по следующей приближённой формуле:

$$g_{\text{вых}} = \frac{1}{R_i} + g_{\text{вых}L} = \frac{1}{R_i} + \omega^2 L_k C_{\text{ак}} S. \quad (12.39)$$

Измерения показывают, что в высокочастотных пентодах, имеющих большую ёмкость $C_{\text{ак}}$ и значительную индуктивность катодного ввода L_k , величина активной выходной проводимости в диапазоне метровых волн может возрасти в 10—20 раз по сравнению с $\frac{1}{R_i}$.

Проходная проводимость

Как уже указывалось, «холодное» и «горячее» значения проходной проводимости не отличаются друг от друга. Эта проводимость чисто реактивная и при не очень высоких частотах равняется $Y_{пр} = i\omega C_{ac1}$.

Благодаря применению экранирующей сетки, которая для переменных токов соединяется накоротко с катодом, проходная ёмкость, а следовательно, проходная проводимость в тетрадах и пентодах получаются весьма малыми. На рис. 12.17а показана эквивалентная схема междуэлектродных ёмкостей в лампе с экранирующей сеткой при работе на низких частотах.

При переходе к высоким частотам начинает делаться заметным влияние ввода экранирующей сетки; из-за индуктивности этого ввода экранирующая сетка не будет закорочена на катод (схема рис. 12.17б) и поэтому под действием переменного анодного напряжения ток в цепь управляющей сетки протекает не только через очень малую ёмкость C_{ac1} , но и через ёмкости C_{ac2} и C_{c1c2} .

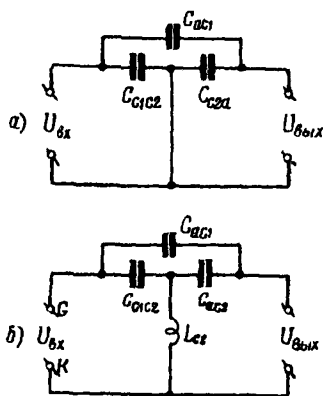


Рис. 12.17

Подсчитаем проходную проводимость для схемы рис. 12.17б; для этого замкнём входные зажимы GK накоротко и вычислим ток, создаваемый во входной цепи переменным напряжением на аноде U_a . Для упрощения вычислений считаем (в соответствии с действительностью), что индуктивное сопротивление ввода экранирующей сетки ωL_{c2} значительно меньше ёмкостных сопротивлений $\frac{1}{\omega C_{c1c2}}$ и $\frac{1}{\omega C_{ac2}}$.

Во входную цепь будет протекать ток через ёмкость C_{ac1}

$$I_{ac1} = i\omega C_{ac1} \dot{U}_a.$$

Через ёмкость C_{ac2} и ввод экранирующей сетки протекает ток

$$I_{ac2} = \frac{i\omega C_{ac2}}{1 - \omega^2 L_{c2} C_{ac2}} \dot{U}_a \approx i\omega C_{ac2} \dot{U}_a,$$

который создаёт напряжение на сопротивлении ввода

$$\dot{U}_L = I_{ac2} i\omega L_{c2} = -\omega^2 L_{c2} C_{ac2} \dot{U}_a.$$

Под действием этого напряжения через ёмкость C_{c1c2} проходит во входную цепь ток I_{c1c2} , равный

$$I_{c1c2} = i\omega C_{c1c2} \dot{U}_L = -i\omega^3 L_{c2} C_{ac2} C_{c1c2} \dot{U}_a$$

и направленный в противоположную току \dot{I}_{ac1} сторону, как это видно из векторной диаграммы рис. 12.18.

Ток во входной цепи I_c равен

$$I_c = \dot{I}_{ac1} + \dot{I}_{clc2} = i\omega (C_{ac1} - \omega^2 L_{c2} C_{ac2} C_{clc2}) \dot{U}_a,$$

откуда находим проходную проводимость

$$Y_{np} = i\omega (C_{ac1} - \omega^2 L_{c2} C_{ac2} C_{clc2}) \quad (12.40)$$

и эквивалентную проходную ёмкость

$$C_{np} = C_{ac1} - \omega^2 L_{c2} C_{ac2} C_{clc2}. \quad (12.41)$$

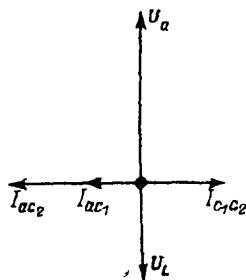


Рис. 12.18

Полученные формулы показывают, что при некоторой частоте C_{np} и Y_{np} делаются равными нулю, вследствие чего обратное воздействие выходного напряжения на входную цепь прекращается и имеет место, как говорят, самонейтрализация проходной проводимости.

Для пентода ф-лы (12.40) и (12.41) изменяются: если учесть действие индуктивности ввода защитной сетки и ёмкость между этой сеткой и анодом, то проходная ёмкость равна

$$C_{np} = C_{ac1} - \omega^2 (L_{c2} C_{clc2} C_{c2a} + L_{c3} C_{clc3} C_{c3a}). \quad (12.42)$$

Таким образом, проходная ёмкость на высоких частотах может быть выражена в общем виде формулой

$$C_{np} = C_{ac1} - A\omega^2, \quad (12.43)$$

которая была впервые получена С. А. Зусмановским, указавшим на выгодность работы при частоте самонейтрализации¹⁾.

В наших высокочастотных пентодах коэффициент A имеет значения порядка $10^{-18} \div 10^{-19}$ и частота самонейтрализации лежит в диапазоне ультракоротких волн. При более коротких, т. е. дециметровых, волнах проходная проводимость приобретает индуктивный характер и увеличивается с повышением частоты. При этом нормальная работа лампы как усилителя нарушается.

§ 12.4. Усилительные лампы для сверхвысоких частот

Чтобы обеспечить большое усиление принимаемых сигналов, усилительная лампа должна иметь большую крутизну, высокие значения входного и выходного сопротивлений и малую проход-

¹⁾ С. А. Зусмановский. «Нейтрализация внутриламповых связей в передатчике». ИЭСТ, № 1, 1935 г.

ную проводимость. Так как на частотах, при которых время пролёта становится соизмеримым с периодом усиливаемых колебаний, все указанные параметры в лампах значительно ухудшаются из-за влияния инерции электронов, междуэлектродных ёмкостей и индуктивностей вводов, то для этих частот необходимы такие конструкции ламп, в которых были бы по возможности уменьшены: время пролёта электронов от катода до управляющей сетки и анода, все междуэлектродные ёмкости, все индуктивности и взаимоиндуктивности вводов и, кроме того, в качестве изолирующих материалов были бы применены диэлектрики с малыми диэлектрическими потерями.

В лампах для сверхвысоких частот выгодно уменьшать междуэлектродные расстояния, так как при этом значительно возрастает крутизна S , а величина входной проводимости (как указывалось в § 12.3) не изменяется; выходная проводимость при этом несколько увеличивается, но вследствие уменьшения времени пролёта значительно уменьшается фазовый угол крутизны, что, естественно, улучшает эффект работы лампы. При уменьшении расстояний между электродами увеличиваются междуэлектродные ёмкости, но повышение крутизны получается относительно большим, чем увеличение ёмкостей. так как в лампах с плоскими электродами крутизна обратно пропорциональна квадрату расстояний, а ёмкости обратно пропорциональны первой степени междуэлектродных расстояний; в лампах с цилиндрическими электродами выигрыш в увеличении отношения $\frac{S}{C}$ получается немного меньше, чем для плоской конструкции.

Чтобы сохранить небольшие значения междуэлектродных ёмкостей при уменьшении расстояний между электродами, сами электроды делают меньших размеров. Если в лампе уменьшить все линейные размеры электродов в одинаковое число раз, то, как легко убедиться на основании известных нам формул, параметры S , R , и μ не изменятся, а ёмкости между электродами уменьшатся, так как поверхности электродов уменьшатся пропорционально квадрату уменьшения линейных размеров. Уменьшение размеров электродов, кроме того, увеличивает как входное, так и выходное сопротивления лампы, как это видно из ф-л (12.27) и (12.39). Поэтому в лампах для сверхвысоких частот применяются системы малых по размерам электродов с очень маленькими междуэлектродными расстояниями; примером таких конструкций являются миниатюрные («пальчиковые») лампы и сверхминиатюрные лампы (рис. 1.6, 11.25 и 11.27).

Другой особенностью сверхвысокочастотных ламп является устройство цоколя и выводов электродов. Применявшаяся в старых типах ламп вертикальная конструкция стеклянной ножки с впаянными в неё длинными вводами, которые снаружи лампы припаивались к штырькам цоколя (рис. 1.5а), совершенно неудовлетворительна в отношении получающихся при такой

конструкции больших ёмкостей, индуктивностей и взаимных индуктивностей вводов и диэлектрических потерь в самой ножке и в цоколе. Для уменьшения всех этих вредных факторов в современных лампах применяются обычно короткие прямолинейные стержневые вводы, проходящие сквозь плоскую ножку лампы и расположенные на доньшке по окружности на возможно больших расстояниях друг от друга (рис. 11.25). Цоколь в лампе не делается и штырьками для включения лампы в соответствующую панельку служат сами вводы электродов, для чего их делают из достаточной толстой проволоки с диаметром до 1,5 мм. В сверхминиатюрных лампах вводы электродов обычно делают гибкие для непосредственного впаивания в схему (рис. 1.6).

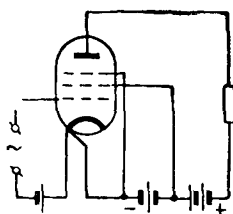


Рис. 12.19

Для устранения особенно вредного, как мы видели в § 12.3, влияния катодного ввода его часто делают многократным, т. е. устраивают к катоду несколько вводов. Эти вводы можно включить параллельно и этим уменьшить общую индуктивность L_k или, что рациональнее, использовать эти отдельные вводы для раздельного подключения анодной и сеточных цепей к катоду лампы (рис. 12.19). В последнем случае сказывается лишь взаимная индукция вводов и входное сопротивление лампы получается в 1,5 ÷ 2 раза больше, чем в лампах с общим катодным вводом.

Как показывает опыт, усилительные тетроды и пентоды при изготовлении их в миниатюрном оформлении успешно работают в диапазоне метровых волн. В табл. 12.1 приведены параметры некоторых отечественных пентодов, применяемых в этом диапазоне. На волнах порядка 50 ÷ 60 см и короче применение тетродов и пентодов (даже миниатюрных конструкций) делается невозможным из-за того, что частоты, соответствующие этим волнам, оказываются выше частоты самонейтрализации проходной проводимости, которая, увеличиваясь пропорционально квадрату частоты, достигает большой величины. Через эту проводимость входная цепь будет дополнительно нагружаться значительным реактивным током, что приводит к уничтожению усилительного действия лампы. Другим препятствием к применению пентодов является относительно высокий уровень собственных шумов в этих лампах, которые в диапазоне сверхвысоких частот оказываются основной причиной, ограничивающей чувствительность радиоприёмного устройства (см. гл. 13).

Более низким уровнем шумов обладают трёхэлектродные лампы, но большая ёмкость между анодом и сеткой и, следовательно, большая проходная проводимость этих ламп не позволяют использовать их для усиления сверхвысоких частот в

Таблица 12.1

Название лампы	Конструктивные особенности	U_n в	I_n ма	U_a в	U_{c2} в	R_k ом	I_a ма	S ма/в	R_l ком	α ком/м ²	$R_{шум}$ ком
6Ж1Б	Гибкие выводы	6,3	222	120	120	200	7,5	4,8		~0,7	1,8
6Ж1П	Сдвоенный вывод катода	6,3	170	120	120	200	7,4	5,2	500	0,7	3,7
6Ж9П	» » »	6,3	300	150	150	80	15,5	17,5	150	0,2	0,35
2Ж27Л		2,2	57	120	45	0	1,9	1,0	1600	0,6	6
1Ж24Б	Стержневые сетки	1,2	13	60	45	0	1,0	0,85	—	3,3	4,6
1Ж29Б	» » »	1,2	60	60	45	0	3,6	2,0	—	~2,8	7

обычных схемах усиления. Выход из этого положения был найден в предложенной М. А. Бонч-Бруевичем схеме усилителя с заземлённой (общей) сеткой (рис. 12.20).

В этой схеме входной приёмный контур включён, как и в обычной схеме, между сеткой и катодом. Сетка заземляется,

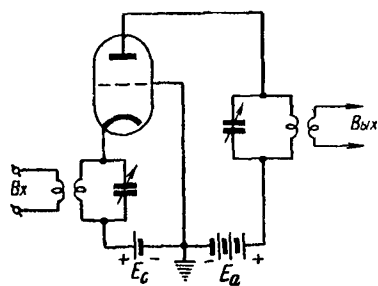


Рис. 12.20

г. е. соединяется с корпусом аппарата и с минус-зажимом анодной батареи. Вследствие этого выходной контур, находящийся в анодной цепи, оказывается включённым не между анодом и катодом, как в обычной схеме, а между анодом и сеткой. Благодаря такому включению лампы внутри-ламповой проходной ёмкостью, связывающей выходной и входной контуры, будет ёмкость между анодом и катодом, а

не ёмкость C_{ac} . Из схемы рис. 12.20 ясно видно, что сетка, соединённая с землёй, является экраном между катодом и анодом и в силу этого, уменьшая ёмкость $C_{ак}$, «развязывает» входную и выходную цепи. Таким образом, сетка триода в рассматриваемой схеме выполняет функции управляющей и экранирующей сеток. Делая её достаточно густой и помещая лампу в специальный наружный экран, можно обеспечить практически полное экранирование входной цепи от выходной. В специальных триодах, конструируемых для работы в схеме с заземлённой сеткой, проходную ёмкость $C_{ак}$ уменьшают до $0,005 \div 0,01$ пф.

Кроме того, в этих лампах обращают большое внимание на уменьшение индуктивности ввода сетки, которая в схеме с общей сеткой играет такую же роль, как индуктивность катодного ввода в схеме усиления с общим катодом. С этой целью в специальных триодах для сверхвысоких частот делают многократный вывод сетки.

Триоды с заземлённой сеткой с успехом используются в усилительных ступенях на волнах короче одного метра, но и на более длинных волнах — до $5 \div 6$ м они успешно вытесняют пентоды, благодаря более низкому уровню шума. При этом, однако, применяется более сложная схема усилительной ступени, включающая в себя два триода (рис. 12.21). Первый триод (L_1) включён по схеме с общим катодом, и проходная ёмкость у него обычно скомпенсирована индуктивностью (не показанной на рисунке), а второй триод (L_2) включён по схеме с общей сеткой. Благодаря применению триодов достигается низкий уровень шума при достаточно большом усилении по мощности. Триоды конструктивно отличаются друг от друга тем, что первый триод (L_1) имеет многократный ввод катода,

а второй триод (L_2) — многократный вывод сетки. В остальном конструкции обеих ламп обычно полностью идентичны.

На волнах короче 30—40 см применение ламп со стержневыми вводами встречает трудности, обусловленные не только инерционностью, ёмкостями и другими свойствами лампы, но и

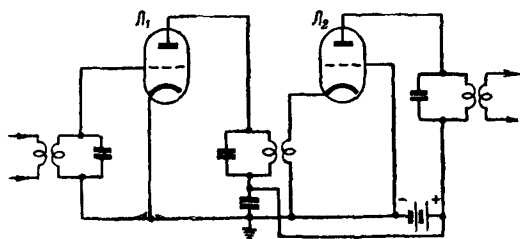


Рис. 12.21

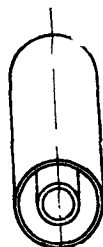


Рис. 12.22

вызванные необходимостью связывать (соединять) лампу с колебательными контурами специальной формы. Для волн дециметрового и сантиметрового диапазона колебательные цепи с сосредоточенными постоянными (в виде катушек и конденсаторов) не пригодны как из-за сложности изготовления очень малых катушек и конденсаторов, так и из-за очень плохих электрических параметров таких контуров (малая добротность). Поэтому в современной радиотехнике для сверхвысоких частот используют колебательные системы с распределёнными постоянными в виде отрезков коаксиальных линий и так называемые полые, или объёмные, резонаторы.

Колебательная система первого типа представляет собой две концентрически расположенные металлические трубы, длина которых обычно равна $\frac{1}{4} \lambda$ (рис. 12.22).

Волновое сопротивление системы и её затухание определяются отношением диаметров труб и могут быть получены на дециметровых волнах значительно лучшими, чем в обычных колебательных контурах.

Полые резонаторы, представляющие собой замкнутый металлической поверхностью объём цилиндрической или сферической формы (рис. 12.23), отличаются от обычных колебательных цепей тем, что их электромагнитное поле полностью заключено в их внутреннем объёме. Вследствие отсутствия потерь энергии на излучение их затухание очень мало и добротность весьма высока. Резонансная частота таких полых систем определяется их размерами, которые для волн порядка $12 \div 15$ см и меньше получаются вполне приемлемыми для практических устройств.

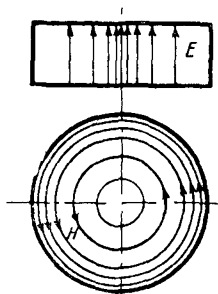


Рис. 12.23

Распределение электрического и магнитного полей внутри полого резонатора может быть различным в зависимости от режима работы. Наиболее простой случай, имеющий место в цилиндрических резонаторах, применяемых в электровакуумных приборах, показан на рис. 12.23: электрическое поле создаётся между верхней и нижней поверхностями системы и распределено так, что в центральной части напряжённость поля максимальная, а у боковой поверхности поле равно нулю; магнитное поле, создаваемое токами, протекающими по боковой поверхности резонатора, представляется силовыми концентрическими линиями, наиболее сгущёнными у боковой поверхности.

Очевидно, что, применяя колебательные системы в виде коаксиальных линий или полых резонаторов, нельзя их связывать с электродами лампы при помощи проводов, а необходим такой способ их соединения, при котором лампа со своими электродами входила бы составной частью в колебательную систему.

Опишем некоторые конструкции электронных ламп, разработанных для этой цели; при разработке их, конечно, были учтены все требования, которые были указаны выше для сверхвысокочастотных ламп.

Одна из конструкций, получивших за свой внешний вид название «маячковой» лампы, показана на рис. 12.24. Лампа имеет плоские электроды, расположенные очень близко друг к другу; расстояние от катода до сетки равно от 0,1 мм до 0,14 мм, расстояние от сетки до анода $0,3 \div 0,33$ мм. Сетка, сделанная в виде чрезвычайно густой решётки (размер ячейки 0,025 мм), приварена в центральной части шайбы, имеющей форму диска с отверстием посредине. Анод лампы, сделанный в виде цилиндрика, спаян со своим диском, диаметр которого несколько меньше диска сетки.

Нижняя часть этой лампы сделана в виде металлического цилиндрического корпуса со стеклянным дном, сквозь которое проходят к обычному октальному цоколю вводы от катода, его подогревателя и корпуса. Между катодом и корпусом внутри лампы имеется постоянная ёмкость 1000 пф, необходимая для некоторых схем включения лампы.

Между корпусом и диском сетки и между диском сетки и диском анода впаиваются стеклянные трубки, образующие баллон лампы. Диск анода и диск сетки выступают за стенки баллона, образуя своими выступами кольцеобразные контактные вводы этих электродов. При помощи дисковых вводов, имеющих очень малые сопротивление и индуктивность, лампа может быть непосредственно вставлена в коаксиальную линию или связана с полыми резонаторами. На рис. 12.25 показан второй случай.

Один резонатор, соединяющийся своими горизонтальными поверхностями с корпусом лампы и с диском сетки, является входным контуром; напряжение сигнала подаётся на него через

виток связи, введённый внутрь его через отверстие в боковой поверхности. Выходной резонатор включён между диском сетки и диском анода, и усиленное напряжение с него снимается при помощи своего витка связи.

Аналогичная схема и устройство могут быть применены и для генерирования колебаний; в этом случае для получения схемы генератора с самовозбуждением надо создать обратную связь между резонаторами, сделав отверстие в смежных стенках резонаторов.

Как показывают экспериментальные исследования, маячковые лампы рассмотренной конструкции удовлетворительно работают до волн $7 \div 8$ см.

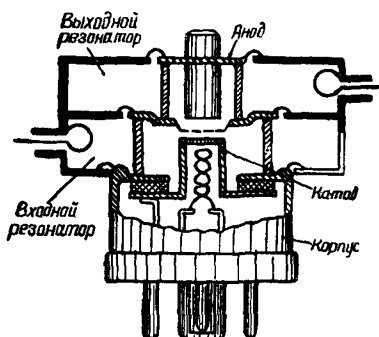


Рис. 12.24

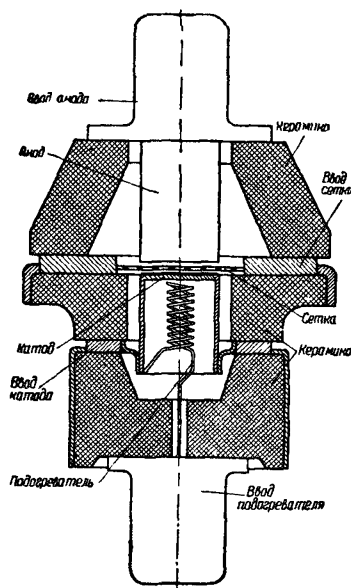


Рис. 12.25

Более совершенными являются металлокерамические триоды с дисковыми вводами, которые способны работать на ещё более коротких волнах (рис. 12.25). Эти триоды отличаются тем, что у них расстояние сетка—катод уменьшено до величины порядка $10 \div 15$ мк. Для получения такого малого междуэлектродного расстояния применяется оксидный или бариево-вольфрамовый катод с гладким и плотным покрытием толщиной порядка 13 мк и густая сетка из тончайшей вольфрамовой проволоки диаметром $7 \div 8$ мк. Подобные триоды имеют крутизну до 50 ма/в и способны эффективно работать на волнах до 3 см, где генерируемая ими мощность составляет ещё несколько десятков милливатт. Для изготовления баллона вместо стекла применяется керамика, имеющая очень малые потери на свч.

В табл. 12.2 приведены основные данные некоторых типов усилительных сверхвысокочастотных триодов со стержневыми и дисковыми вводами, выпускаемых отечественной промышленностью.

Таблица 122

Название лампы	Конструктивные особенности	$U_n, \text{ в}$	$I_n, \text{ а}$	$U_a, \text{ в}$	$R_{\text{ом}}(U_a)$	$I_a, \text{ ма}$	$S, \text{ ма/в}$	μ	$R_{\text{шум}} \text{ ком}$	$f_{\text{гр}} \text{ МГц}$
Триоды со стержневыми вводами										
1С12П	Четырёхкратный вывод катода	1,2	0,03	60	—	1,4	0,87	16	3,5	300
2С14Б		2,2	0,06	90	(—3)	3,6	1,8	15	—	300
6С3П		6,3	0,3	150	100	16	19,5	50	0,2	—
СС4П	Четырёхкратный вывод сетки	6,3	0,3	150	100	16	19,5	50	0,2	—
6С15П		6,3	0,45	150	35	40	45	90	—	—
6Н3П		6,3	0,35	150	(—2)	8,5	5,9	36	0,7	200
6Н14П	Двухкратный вывод катода второго триода	6,3	0,35	90	125	10,5	6,8	25	0,7	—
Триоды с дисковыми вводами										
6С9Д	Металлостеклянный	6,3	0,57	250	50	15	10	100	10 ¹⁾	900
6С17К	Металлокерамический	6,3	0,40	175	(—0,5)	10	12	125	10÷15 ¹⁾	3000

1) Коэффициент шума, дБ

ЧАСТОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЕ ЛАМПЫ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ПРИЕМНО- УСИЛИТЕЛЬНЫХ ЛАМПАХ

§ 13.1. Двойное управление анодным током в трёхсеточных лампах

Лампами с двойным управлением называются лампы, в которых имеются две управляющие сетки. В пентодах, у которых защитная сетка не соединена с катодом и имеет отдельный ввод, она может быть использована как вторая управляющая сетка. Рассмотрим характеристики трёхсеточной лампы $I_a = f(U_{c1})$ и $I_a = f(U_{c3})$, наглядно показывающие возможность двойного управления анодным током и называемые характеристиками двойного управления.

На рис. 13.1а приведено семейство экспериментальных характеристик $I_a = f(U_{c1})$ пентода 6Ж2П, снятых при неизменных напряжениях U_{c2} и U_a и различных постоянных отрицательных напряжениях на третьей сетке. Из характеристик видно, что изменение U_{c3} оказывает существенное влияние на величину анодного тока. Чем больше отрицательное смещение на третьей сетке, тем меньшее количество электронов проходит к аноду, тем больше их возвращается к экранирующей сетке и характеристика $I_a = f(U_{c1})$ идёт выше. При этом величина запирающего потенциала первой сетки практически не зависит от напряжения третьей сетки, так как для пентодов высокой частоты U_{c3} не оказывает заметного влияния на величину действующего потенциала в плоскости первой сетки $U_{01} \approx \frac{1}{1+D_1} (U_{c1} + D_1 U_{c2})$.

Второе семейство характеристик, изображённое на рис. 13.1б, представляет собой зависимость анодного тока от напряжения на третьей сетке, снятую при различных постоянных отрицательных напряжениях на первой сетке. Эти характеристики могут быть также получены из первого семейства путём построения, так как точки, лежащие по вертикали (при одинаковом U_{c1}) на разных кривых семейства $I_a = f(U_{c1})$, определяют соответствующую характеристику в семействе $I_a = f(U_{c3})$.

Из семейства характеристик $I_a = f(U_{c3})$ видно, что при некотором значении отрицательного напряжения U_{c3} анодный ток

обращается в нуль независимо от величины напряжения U_{c1} , т. е. запирающий потенциал по третьей сетке не зависит от величины U_{c1} , так как действующее напряжение в плоскости третьей сетки пентодов высокой частоты практически не зависит от U_{c1}

$$U_{os} = \frac{U_{cs} + D_3 U_a + D_{R3} U_{c2}}{1 + D_3 + D_{R3}}.$$

С уменьшением отрицательного напряжения U_{cs} анодный ток растёт, при этом, чем больше отрицательное напряжение

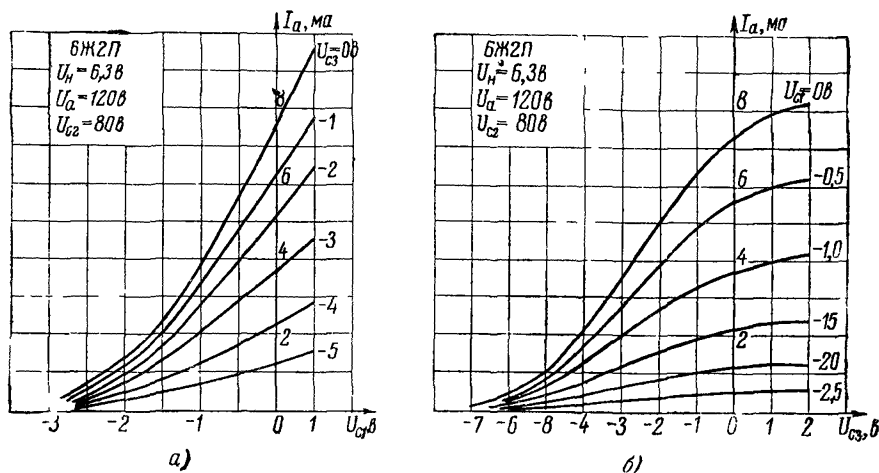


Рис. 13.1

первой сетки, тем меньше анодный ток и тем полнее характеристика $I_a = f(U_{cs})$, подобно первому семейству характеристик $I_a = f(U_{c1})$, т. е. тем меньше крутизна анодного тока по третьей сетке.

Характеристики двойного управления показывают, что изменением напряжения на одной из управляющих сеток (U_{cs} на рис. 13.1а или U_{c1} на рис. 13.1б) можно изменять крутизну анодного тока по другой управляющей сетке. Такое изменение крутизны характеризуют коэффициентом двойного управления

$$K_{os} = \frac{\partial^2 I_a}{\partial U_{c1} \partial U_{cs}} = \frac{\partial S_1}{\partial U_{cs}} = \frac{\partial S_3}{\partial U_{c1}}. \quad (13.1)$$

Коэффициент двойного управления показывает, как изменяется крутизна характеристики анодного тока по одной из управляющих сеток при изменении напряжения на другой управляющей сетке на один вольт или как изменяется анодный ток лампы с изменением напряжения на каждой из управляющих сеток на один вольт; K_{os} измеряется в mA/V^2 .

Крутизна анодного тока по третьей сетке и коэффициент двойного управления являются важными параметрами ламп с двойным управлением, ими пользуются для оценки свойств этих ламп наряду с обычными параметрами S , μ , R_i и со специальными параметрами преобразования (§ 13.2).

Коэффициент двойного управления анодным током можно легко определить, пользуясь характеристиками двойного управления (рис. 13.1). Определяя из первого семейства характеристик $I_a = f(U_{c1})$ при заданном значении U_{c1} крутизну $S_1 = \frac{\partial I_a}{\partial U_{c1}}$ для каждой кривой семейства и построив график $S_1 = f(U_{c3})$, найдём из него при заданном значении U_{c3} $K_{\partial s} = \frac{\Delta S_1}{\Delta U_{c3}}$ как «кру-

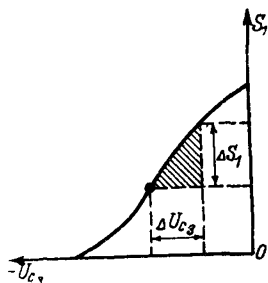


Рис. 13.2

тизну крутизны» анодного тока (рис. 13.2). Таким же путём можно найти $K_{\partial s}$, пользуясь вторым семейством характеристик $I_a = f(U_{c3})$. В этом случае рассчитывается кривая $S_3 = f(U_{c1})$ при заданном напряжении U_{c3} , а по ней определяется $K_{\partial s} = \frac{\Delta S_3}{\Delta U_{c1}}$ при заданном напряжении U_{c1} .

Изменение крутизны анодного тока с изменением напряжений на управляющих сетках даёт возможность использовать лампы с двойным управлением как лампы с переменными параметрами, в которых изменение параметров производится в достаточно широких пределах сравнительно небольшими изменениями напряжения на одной из управляющих сеток.

Следует иметь в виду, что, несмотря на внешнее сходство рассмотренных двух семейств характеристик, механизм управляющего действия первой и третьей сеток совершенно различен.

Первая сетка своим напряжением, изменяя $U_{\partial 1}$, воздействует на пространственный заряд у катода, вследствие чего изменяется общий катодный ток $I_k = I_a + I_{c2}$ и соответственно токи I_a и I_{c2} , как видно из рис. 13.3а. Кривые $I_a = f(U_{c1})$ следуют закону степени 3/2 и крутизна их растёт при увеличении I_a пропорционально $I_a^{1/3}$.

Третья сетка управляет анодным током в режиме возврата электронов, воздействуя на распределение катодного тока I_k между анодом и экранирующей сеткой, как показано на рис. 13.3б. Величина самого катодного тока остаётся при этом почти неизменной. Кривые $I_a = f(U_{c3})$ подчиняются другому, более сложному закону, чем закон степени 3/2, и их крутизна S_3 с увеличением I_a изменяется согласно выражению

$$S_3 = \frac{\partial I_a}{\partial U_{c3}} = \frac{C_2^2}{1 + D_3 + D_{R3}} \frac{I_k^2}{I_a U_{c2}}, \quad (13.2)$$

получаемому из уравнения для анодного тока

$$I_a = C_2 I_k \left[\frac{U_{c3} + D_3 U_a + D_{R3} U_{c2}}{(1 + D_3 + D_{R3}) U_{c2}} \right]^{1/2} \quad (13.3)$$

Управляющее действие третьей сетки проявляется в большинстве пентодов только при отрицательных напряжениях на ней

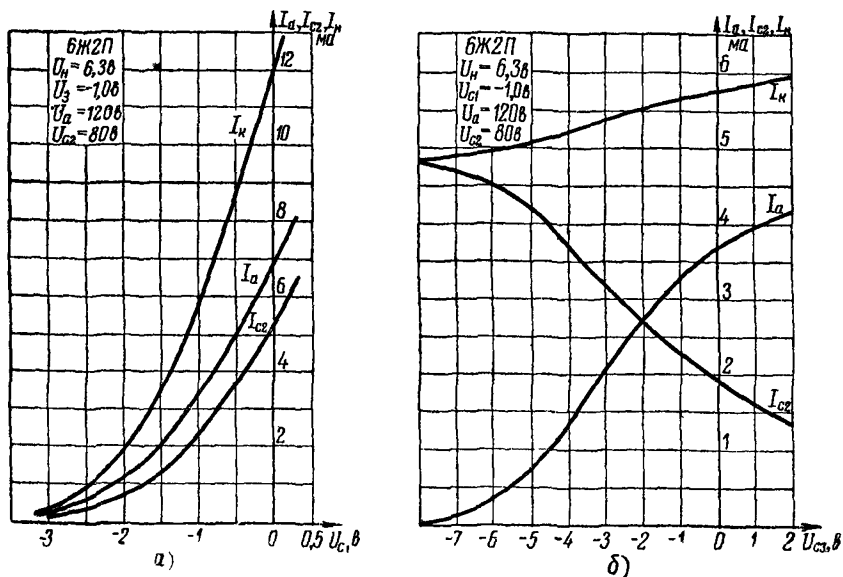


Рис. 13.3

Объясняется это тем, что для изменения I_a путём возврата электронов к экранирующей сетке необходимо иметь $U_{a3} \ll U_{c2}$ или

$$\frac{U_{c3} + D_3 U_a + D_{R3} U_{c2}}{1 + D_3 + D_{R3}} \ll U_{c2} \quad (13.4)$$

В обычных усилительных пентодах третья (защитная) сетка делается редкой и имеет большие проницаемости D_3 и D_{R3} , благодаря чему второе и третье слагаемые в числителе левой части выражения (13.4) имеют относительно большие положительные значения. Чтобы при больших значениях $D_3 U_a$ и $D_{R3} U_{c2}$ сделать общую величину U_{a3} значительно меньше U_{c2} , необходимо на третью сетку подавать достаточно большие отрицательные напряжения, что является практически неудобным.

Чтобы осуществить управление анодным током при помощи третьей сетки при небольших отрицательных напряжениях на ней, третью сетку делают более густой, уменьшая тем самым её проницаемость, либо при редкой третьей сетке снижают рабочие напряжения на аноде и на второй сетке. Но и в этих случаях

управляющее действие третьей сетки проявляется только при $U_{c3} < 0$.

Таким образом, трёхсеточные лампы с густой третьей сеткой по своим свойствам и возможностям применения отличаются от обычных приёмно-усилительных пентодов тем, что позволяют в нормальных рабочих режимах осуществлять двойное управление анодным током.

Из выражения (13.2) видно, что для повышения крутизны S_3 нужно увеличивать катодный ток I_k и уменьшать напряжение на экранирующей сетке. Увеличение крутизны S_3 можно получить также путём использования явления возникновения виртуального катода в пространстве между экранирующей и третьей сетками, так как возврат электронов к экранирующей сетке при образовании виртуального катода значительно усиливается по сравнению с возвратом, вызываемым только эффектом преломления электронных траекторий (§ 9.3).

Основные параметры и данные режима питания пентодов высокой частоты с двойным управлением приведены в табл. 13.1.

Таблица 13.1

Наименование лампы	U_n в	I_k а	U_a в	U_{c2} в	I_a ма	S_1 ма/в	S_3 ма/в	$C_{вх}$ пф	$C_{вых}$ пф	$C_{прох}$ пф
6Ж2Б	6,3	0,2	120	120	5,5	3,2	0,8	4,9	4,1	0,03
6Ж2П	6,3	0,17	120	120	5,5	3,85	0,5	4,5	2,4	0,018
6Ж12П	6,3	0,3	200	100	6,5	9,5	1,5	8,9	3,9	0,025
6Ж10Б	6,3	0,25	120	120	10,5	5,0	0,8	6,5	4,5	0,05

§ 13.2. Применение ламп с двойным управлением для преобразования частоты

Супергетеродинные приёмники, в которых находят своё основное применение лампы с двойным управлением, появились в 1918—1919 гг., когда из усилительных электронных ламп были разработаны только триоды, при помощи которых не могло быть осуществлено усиление высокочастотных сигналов. Поэтому, чтобы сделать приёмник достаточно чувствительным для приёма слабых сигналов и обеспечить возможность использования для их усиления трёхэлектродные лампы, было предложено, прежде чем усиливать принимаемый сигнал, преобразовывать (понижать) частоту его колебаний так, чтобы переносимая этими высокочастотными колебаниями звуковая частота (при радиотелефонной передаче) оставалась бы неизменной. Получающаяся после преобразования более низкая частота, называемая *проме-*

жучочной, могла быть при соответствующем её выборе усилена при помощи триода. В настоящее время мы располагаем такими лампами, как высокочастотные пентоды и специальные лампы для сверхвысоких частот, допускающими возможность прямого усиления (без преобразования частоты) на частотах до 10^{10} гц. Несмотря на это, супергетеродинный метод преобразования сиг-

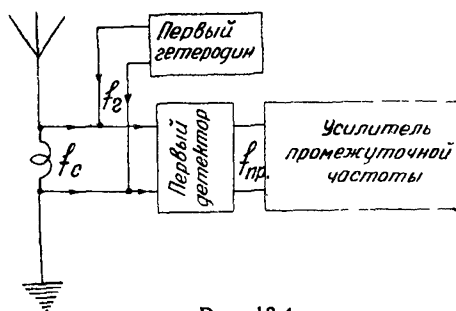


Рис. 13.4

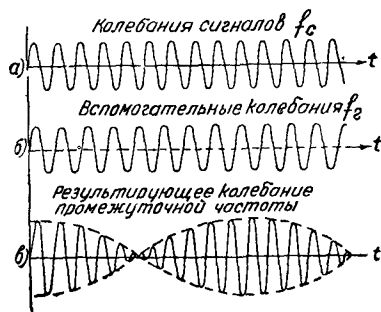


Рис. 13.5

нала по частоте является в современной радиотехнике основным методом приёма, поскольку он обладает перед приёмом с прямым усилением на частоте принимаемого сигнала целым рядом других преимуществ, которые детально рассматриваются в курсе радиоприёмных устройств.

Для преобразования частоты в супергетеродинном приёмнике в его входном приёмном контуре, связанном с антенным устройством и воспринимающем колебания сигнала с частотой f_c (рис. 13.4), создаются при помощи специального гетеродина вспомогательные колебания с другой частотой f_2 , несколько отличной от частоты f_c . При сложении этих двух колебаний с отличающимися друг от друга частотами результирующее колебание имеет характер «биений» (рис. 13.5), т. е. амплитуда его периодически увеличивается (когда колебания f_c и f_2 совпадают по фазе) и уменьшается (когда колебания f_c и f_2 противоположны по фазе). При детектировании результирующего колебания получается колебание с частотой, равной частоте изменения амплитуды результирующего колебания и называемой «частотой биений». Эта новая частота равняется, как показывает теоретический анализ, разности частот складываемых колебаний $f_{пром} = f_c - f_2$. Она называется промежуточной частотой потому, что её выбирают ниже высокой частоты сигнала, но выше звуковых частот, переносимых радиосигналом. Значение промежуточной частоты в радиовещательных супергетеродинных приёмниках обычно составляет 465 кГц.

Настройкой гетеродина можно при разных частотах сигнала f_c получать всегда одну и ту же промежуточную частоту, что позволяет осуществить дальнейшее многократное усиление пре-

образованного сигнала в усилителе с постоянно настроенными на эту частоту контурами; после усиления в усилителе промежуточной частоты сигнал детектируется для выделения звуковой частоты.

Опыт показал, что необходимая для работы приёмника связь колебательного контура гетеродина с приёмным контуром, связанным с антенной, приводит к нежелательным явлениям: взаимному влиянию настроек этих контуров, прохождению в антенну и излучению ею колебаний гетеродина и т. п. Для устранения этих явлений было предложено осуществлять складывание или «смешивание» колебаний сигнала и гетеродина в электронной лампе специальной частотопреобразовательной ступени. Для этой цели и были разработаны лампы с двойным управлением анодным током.

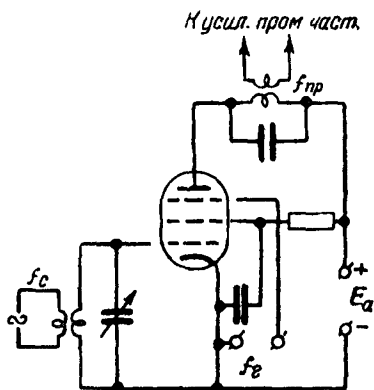


Рис. 13.6

В § 13.1 было показано, что крутизна характеристики $I_a = f(U_{c1})$ зависит от напряжения на третьей сетке. Предположим для простоты анализа эту зависимость S_1 от U_{c3} линейной

Если к третьей сетке приложено синусоидальное переменное напряжение гетеродина $u_{c3\sim} = U_{m2} \sin \omega_2 t$ (рис. 13.6), то крутизну S_1 можно представить в виде

$$S_1 = S_0 + \frac{\partial S_1}{\partial U_{c3}} u_{c3\sim} = S_0 + K_{\partial S} u_{c3\sim} = S_0 + K_{\partial S} U_{m2} \sin \omega_2 t, \quad (13.5)$$

где через S_0 обозначена величина крутизны S в исходной рабочей точке.

При подаче на первую сетку переменного напряжения сигнала $u_{c1\sim} \approx U_{mc} \sin \omega_c t$ и на третью сетку переменного напряжения гетеродина $u_{c3\sim} = U_{m2} \sin \omega_2 t$ в анодной цепи лампы возникает переменная составляющая анодного тока

$$i_{a\sim} = S_1 u_{c1\sim} + S_3 u_{c3\sim} = (S_0 + K_{\partial S} U_{m2} \sin \omega_2 t) U_{mc} \sin \omega_c t + S_3 U_{m2} \sin \omega_2 t,$$

или

$$i_{a\sim} = S_0 U_{mc} \sin \omega_c t + K_{\partial S} U_{mc} U_{m2} \sin \omega_c t \sin \omega_2 t + S_3 U_{m2} \sin \omega_2 t. \quad (13.6)$$

После тригонометрических преобразований получим

$$i_{a\sim} = S_0 U_{mc} \sin \omega_c t + \frac{1}{2} K_{\partial S} U_{mc} U_{m2} \cos (\omega_2 - \omega_c) t - \\ - \frac{1}{2} K_{\partial S} U_{mc} U_{m2} \cos (\omega_2 + \omega_c) t + S_3 U_{m2} \sin \omega_2 t. \quad (13.7)$$

Отсюда видно, что в анодном токе имеется четыре составляющие различной частоты. В общем случае, когда зависимость $S_1 = f(U_{c3})$ нелинейная, в анодном токе содержится бесконечный ряд различных по частоте составляющих (комбинационные частоты).

При помощи включённого в анодную цепь колебательного контура, настроенного на частоту $(\omega_z - \omega_c)$, выделяется колебание промежуточной частоты более низкой, чем частота принимаемого сигнала.

Из ур-ния (13.7) следует, что амплитуда составляющей анодного тока промежуточной частоты равняется

$$I_{та\ пром} = \frac{1}{2} K_{\partial\delta} U_{mc} U_{mz} \quad (13.8)$$

или, так как

$$K_{\partial\delta} = \frac{\partial^2 I_a}{\partial U_{c1} \partial U_{c3}},$$

$$I_{та\ пром} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 I_a}{\partial U_{c1} \partial U_{c3}} U_{mc} U_{mz}. \quad (13.9)$$

Формула (13.9) показывает, что полезный эффект частотопреобразовательной лампы зависит от её свойств (множитель $\frac{\partial^2 I_a}{\partial U_{c1} \partial U_{c3}}$) и прямо пропорционален амплитудам напряжений сигнала и гетеродина. Очевидно, что, если амплитуда напряжения сигнала будет меняться по звуковой частоте (радиотелефонная передача), то эта звуковая частота будет полностью воспроизводиться в изменениях амплитуды получаемого колебания промежуточной частоты.

Поделив левую и правую часть равенства (13.8) на U_{mc} , получаем

$$\frac{I_{та\ пром}}{U_{mc}} = \frac{1}{2} K_{\partial\delta} U_{mz} \quad (13.10)$$

Это отношение амплитуды переменной составляющей анодного тока промежуточной частоты к амплитуде напряжения сигнала при равенстве нулю переменного напряжения промежуточной частоты в анодной цепи является одним из специальных параметров частотопреобразовательных ламп и называется *крутизной преобразования*

$$S_{пр} = \left. \frac{I_{та\ пром}}{U_{mc}} \right|_{U_{та\ пром}=0}. \quad (13.11)$$

Крутизна преобразования показывает, какую амплитуду тока промежуточной частоты создаёт в лампе напряжение сигнала с амплитудой в 1 в.

Крутизна преобразования зависит от свойств самой лампы (параметр $K_{\partial\delta}$) и от амплитуды напряжения гетеродина, которую обычно берут от 7 до 15 в. Зная напряжение гетеродина и определяя $K_{\partial\delta}$ по характеристикам двойного управления, по ф-ле (13.10) найдём крутизну преобразования.

Если зависимость статической крутизны S_1 от U_{c3} (рис. 13.7) линейная, а амплитуда напряжения гетеродина U_{mz} обеспечивает наибольшее возможное изменение S_1 в пределах от нуля до $S_{1\ макс}$ при $U_{c3}=0$, то коэффициент

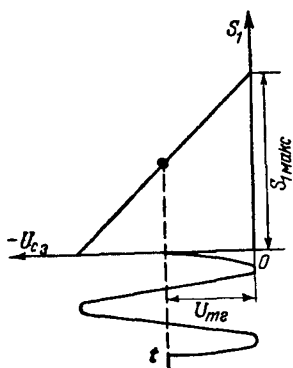


Рис. 13.7

двойного управления $K_{\partial\delta} = \frac{S_{1\max}}{2U_{m2}}$ и максимальное значение крутизны преобразования получается равным $1/4$ от статической крутизны $S_{1\max}$.

На практике часто применяют большую амплитуду U_{m2} с заходом в положительные значения U_{c3} , где S_1 больше, и поэтому получают $S_{np\max}$ в пределах $1/4$ до $1/2$ значения S_1 при $U_{c3} = 0$.

Вторым специфическим параметром частотопреобразовательных ламп является *внутреннее сопротивление при преобразовании*. Оно представляет собой отношение амплитуды анодного напряжения промежуточной частоты к амплитуде переменной составляющей анодного тока той же частоты, при равенстве нулю переменного напряжения сигнала и при определённой величине переменного напряжения на гетеродинной сетке

$$R_{inp} = \frac{U_{ma\text{ пром}}}{I_{ma\text{ пром}}} \Big|_{U_{mc}=0, U_{m2}=\text{const}} \quad (13.12)$$

Теоретический анализ показывает, что R_{inp} есть величина, обратная среднему значению выходной проводимости лампы $\frac{di_a}{du_a}$ за период T_2 переменного напряжения гетеродина.

Третий специальный параметр — *коэффициент усиления при преобразовании* — представляет собой отношение амплитуды переменного анодного напряжения промежуточной частоты к амплитуде напряжения сигнала при равенстве нулю переменной составляющей анодного тока промежуточной частоты

$$\mu_{np} = \frac{U_{ma\text{ пром}}}{U_{mc}} \Big|_{I_{ma\text{ пром}}=0} \quad (13.13)$$

Выражения (13.11), (13.12) и (13.13) показывают, что для параметров преобразования справедливо соотношение

$$\mu_{np} = S_{np} R_{inp} \quad (13.14)$$

аналогичное соотношению $\mu = SR_i$ между обычными статическими параметрами усилительной лампы.

Если анодный контур частотопреобразовательной ступени настроен на промежуточную частоту, то, обозначая его эквивалентное резонансное сопротивление через R_s , можно представить анодную цепь частотопреобразовательной лампы (подобно тому, как мы это делали в § 10.3) эквивалентной схемой рис. 13.8, где источник эдс в μ_{np} раз превышает напряжение на сигнальной сетке.

При условии линейности характеристик двойного управления амплитуда анодного тока промежуточной частоты равна

$$I_{ma\text{ пром}} = \frac{\mu_{np} U_{mc}}{R_{inp} + R_s},$$

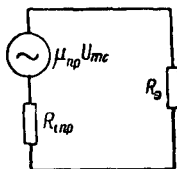


Рис. 13.8

откуда динамическая крутизна преобразования

$$S_{\partial np} = \frac{I_{ma\text{ пром}}}{U_{mc}} = \frac{\mu_{np}}{R_{inp} + R_s} = \frac{S_{np}}{1 + \frac{R_s}{R_{inp}}} \quad (13.15)$$

Динамический коэффициент усиления при преобразовании

$$\mu_{\partial np} = \frac{I_{та\ пром} R_s}{U_{mc}} = S_{\partial np} R_s = \frac{\mu_{np}}{1 + \frac{R_i np}{R_s}}. \quad (16.16)$$

Выражения (13.15) и (13.16) для параметров преобразования аналогичны соотношениям для динамических параметров лампы при усилении.

Таким образом, параметры преобразования играют ту же роль при преобразовании частоты, что и обычные параметры лампы при усилении.

§ 13.3. Многосеточные частотопреобразовательные лампы

Типы частотопреобразовательных ламп

Опыт применения трёхсеточных ламп для преобразования частоты показал, что, являясь простейшими лампами с двойным управлением, они обладают рядом существенных недостатков (большие междуэлектродные ёмкости, малое внутреннее сопротивление и др.). Поэтому для преобразования частоты были разработаны специальные многосеточные и комбинированные лампы, более сложные по устройству, но зато более совершенные по своим свойствам и параметрам.

К многосеточным частотопреобразовательным лампам относятся лампы с четырьмя сетками — гексоды, с пятью сетками — гептоды или пентагриды.

В гексодах первые три сетки имеют то же назначение, что и в пентоде при двойном управлении анодным током. Четвёртая сетка соединена внутри лампы со второй и является второй экранирующей (рис. 13.9). Таким образом, если в пентодах система электродов третья сетка — анод обладает при двойном управлении свойствами триода, то в гексодах третья, четвёртая сетки и анод представляют собой тетродную систему электродов, что приводит к улучшению параметров лампы, однако недостатки, свойственные тетродам, сохраняют свою силу. Поэтому были разработаны пятисеточные лампы — гептоды, в которых пятая сетка, помещаемая между четвёртой сеткой и анодом, соединяется внутри лампы с катодом и выполняет функции защитной сетки (рис. 13.10). Таким образом, в гептоде третья, четвёртая, пятая сетки и анод представляют собой пентодную систему электродов, что значительно улучшает свойства лампы.

Частотопреобразовательные лампы могут использоваться в преобразовательных ступенях радиоприёмников либо как *смесительные* — для смешивания двух колебаний — сигнала и вспомогательных колебаний, создаваемых гетеродином, работающим на отдельной лампе, либо как *преобразовательные* лампы, если они обеспечивают и смешивание колебаний и генерирование

вспомогательной частоты самой лампой, заменяя таким образом смесительную лампу и лампу гетеродина одной лампой.

Следует отметить, что из многосеточных ламп наибольшее практическое применение получили гептоды, поэтому на их при-

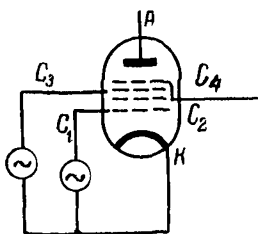


Рис. 13.9

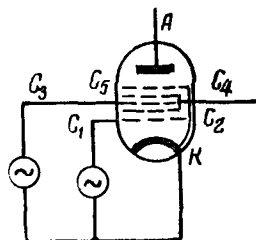


Рис. 13.10

мере мы и рассмотрим работу частотопреобразовательных многосеточных ламп.

Гептод-смеситель

В случае работы гептода в качестве смесителя напряжение сигнала частоты f_c (рис. 13.11) подводится к первой сетке. Переменное напряжение от отдельного гетеродина, дающего вспомогательные колебания с частотой f_z , подаётся на третью сетку, которая является второй управляющей сеткой, вызывая изменения анодного тока путём изменения токораспределения в лампе. Вторая и четвёртая сетки соединены внутри лампы вместе и являются экранирующими, пятая сетка — защитная и соединена внутри лампы с катодом.

Характеристики гептода, показывающие зависимость анодного тока от напряжений на первой и третьей сетках, имеют такой же вид, как аналогичные характеристики трёхсеточной лампы (рис. 13.1). Под воздействием переменного напряжения на третьей сетке крутизна характеристики анодного тока по первой сетке S_1 изменяется с частотой f_z ; так как при этом напряжение на первой сетке изменяется с частотой f_c , то в анодном токе гептода возникает ряд переменных составляющих различных комбинационных частот (§ 13.2), из которых колебание промежуточной частоты, равной разности частот $f_z - f_c$, выделяется контуром, включённым в анодную цепь лампы и настроенным на эту частоту.

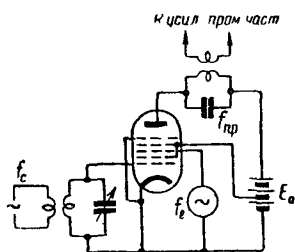


Рис. 13.11

Так как при использовании гептода в качестве смесителя сигнал подаётся на первую сетку, то крутизна S_1 имеет весьма важное значение для хорошей работы лампы и её следует делать больше. Значение крутизны S_3 может быть допущено меньше, поскольку необходимое воздействие на анодный ток со стороны гетеродина может быть достигнуто увеличением амплитуды его напряжения U_{m2} . Поэтому явление виртуального катода в указанных лампах используется часто не для увеличения S_3 (§ 13.1), а для спрямления (линеаризации) анодно-сеточных характеристик.

Действительно, характеристика $I_a = f(U_{c1})$ соответствует закону степени $3/2$; но если при этом общий ток I_k имеет достаточно большие значения, то из-за возникновения виртуального катода происходит уменьшение I_a , которое можно подобрать такой величины, что в целом анодный ток будет возрастать по линейному закону.

При линейности указанных характеристик крутизна S_1 является линейной функцией напряжения U_{c3} , а это обеспечивает минимум комбинационных частот в переменном анодном токе смесительной лампы, что значительно улучшает работу частотно-преобразовательной ступени.

Гептод-преобразователь

Работа гептода в качестве преобразовательной лампы осуществляется следующим образом. Напряжение сигнала подаётся на третью сетку, а первая сетка используется для получения вспомогательных колебаний высокой частоты, создаваемых самой лампой. Для этой цели в цепь первой сетки включается колебательный контур, являющийся контуром гетеродина. Чаще всего используется схема включения, называемая трёхточечной (рис. 13.12), так как колебательный контур гетеродина включается в схему тремя точками — 1, 2, 3. (Первая сетка лампы является управляющей сеткой гетеродина, а в качестве анода гетеродина используется анод самой лампы и её экранирующие сетки, которые по высокой частоте заземляются через конденсатор большой ёмкости C_3).

Переменный катодный ток i_k , протекая через часть катушки 2—3 колебательного контура гетеродина, вызывает на первой сетке переменное напряжение, которое, в свою очередь, воздействуя на катодный ток, поддерживает его колебание. Изменения катодного тока создают переменное напряжение на колебательном контуре гетеродина. Частота колебаний этого напряжения определяется параметрами контура гетеродина $f_2 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

и подбирается близкой к частоте принимаемого сигнала. Переменное напряжение гетеродина, воздействуя на электронный поток, проходящий сквозь вторую сетку и тормозящийся перед

третьей сеткой, изменяет его плотность с частотой f_2 . Количество электронов, которые из этого потока пройдут сквозь третью сетку к аноду, определяется законом токораспределения и зависит от напряжения третьей сетки, изменяющегося с частотой f_c . Вследствие этого анодный ток гептода будет изменяться одновременно с частотой f_2 и с частотой f_c , т. е. в нём будет происходить смешивание двух колебаний с последующим выделением колебания с частотой $f_{\text{пром}}$ в анодном колебательном контуре, настроенном на эту частоту.

Принцип устройства одного из гептодов-преобразователей пальчиковой серии 6А2П приведён на рис. 13.13. Третья

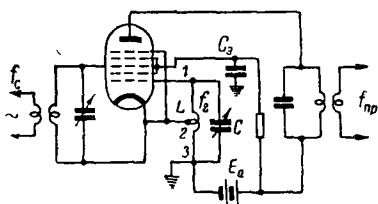


Рис. 13.12

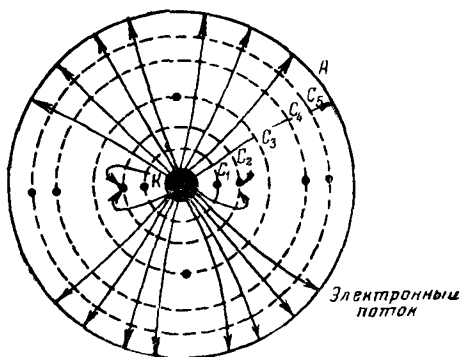


Рис. 13.13

сетка лампы выполнена с переменным шагом. Траверсы этой сетки расположены так, что при отрицательных напряжениях на первой и третьей сетках электронный поток, идущий на анод, формируется в виде четырёх лучей.

Комбинированные частотопреобразовательные лампы

Для преобразования частоты успешно применяются также комбинированные лампы. В них триод-гетеродин имеет самостоятельную систему электродов, помещённую в одном баллоне с пентодом, гексодом или гептодом. Катод этих ламп является общим, остальные электроды либо независимы, либо сетка триода-гетеродина соединена внутри лампы со второй управляющей сеткой частотопреобразовательной части лампы.

Наличие самостоятельного гетеродина внутри лампы приводит к тому, что электроды преобразовательной части лампы используются так же, как в смесительных лампах.

На рис. 13.14 показан принцип устройства выпускаемой нашей промышленностью комбинированной частотопреобразовательной лампы триод—гептода 6И1П. Триод в этой лампе отделён от гептода слюдяной пластиной СП для предотвращения электронной связи между лампами; связь осуществляется только через междueleктродные ёмкости и индуктивность ввода ка-

тода. Лампа имеет внутренний электростатический экран ЭЭ в виде цилиндра из чёрного никеля, охватывающий электроды

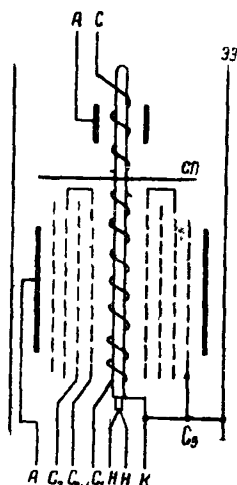


Рис. 13.14

триода и гептода, и междуштырьковый экран. Эти экраны и пятая сетка гептода соединены внутри лампы с катодом. Гептод размещён в нижней части баллона и использует 2/3 длины катода. Четыре средних витка первой сетки гептода намотаны с большим шагом, так что по первой управляющей сетке характеристика анодного тока лампы удлинённая. Третья сетка гептода не имеет внутри лампы соединения с сеткой триода. Так как для получения вспомогательных колебаний в лампе используется отдельный триод, то по крутизне преобразования лампа 6И1П значительно превосходит лампы 6А2П и 6А7.

Основные данные гептодов, триод — гептода 6И1П и триод — пентода 6Ф1П приведены в табл. 13.2.

Таблица 13.2

Тип лампы	Конструкция	U_k в	I_k а	U_a в	U_{c2+4} в	$S_{пр}$ ма/в	S_z ма/в	C_{ax} пф	$C_{вых}$ пф	$C_{прох}$ пф
1А2П	гептод	1,2	0,03	60	45	0,24	0,82	5,1	6,3	0,6
6А2П	»	6,3	0,3	250	100	0,47	6	2,8	8,6	0,3
6А7	»	6,3	0,3	250	100	0,45	4,7	9,5	12	0,13
6А10С	»	6,3	0,3	250	100	0,45	4,7	9	10	0,13
6И1П	триод— гептод	6,3	0,3	$\frac{100}{250}$	100	0,77	3,7	$\frac{2,6}{5,1}$	$\frac{2,3}{7,4}$	$\frac{1}{0,006}$
6Ф1П	триод— пентод	6,3	0,43	$\frac{100}{170}$	— $\frac{170}{170}$	2,0	5,0	$\frac{2,5}{5,5}$	$\frac{0,3}{3,4}$	$\frac{1,45}{0,025}$

§ 13.4. Смесительные лампы для сверхвысоких частот

При переходе к сверхвысоким частотам эффективность работы частотопреобразовательных многосеточных ламп ухудшается вследствие заметного проявления инерции электронов, влияния междуэлектродных ёмкостей и индуктивностей вводов, а также из-за повышенного уровня шумов. Поэтому в качестве частотопреобразовательных ламп на сверхвысоких частотах используют более простые лампы: пентоды, триоды, диоды.

Пентоды и триоды применяются в схемах односеточных преобразователей, в которых оба смешиваемых напряжения — сигнальное и гетеродинное — подаются в одну и ту же цепь управляющей сетки. Если выбрать исходный режим таким, чтобы рабочая точка лежала на криволинейном участке анодно-сеточной характеристики, то при включении гетеродинного напряжения рабочая точка непрерывно перемещается вверх и вниз по характеристике, проходя через точки с различными значениями крутизны S . При включении затем в цепь сетки переменного напряжения сигнала в анодном токе создаются колебания комбинационных частот (§ 13.2), из которых при помощи настроенного контура в анодной цепи выделяется колебание нужной промежуточной частоты.

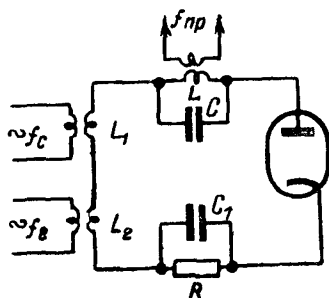


Рис. 13.15

Односеточное преобразование на триодах является более совершенным, чем на пентодах, особенно при использовании в коротковолновой части диапазона укв (на частотах выше $50 \div 60 \text{ Мгц}$). Триоды имеют меньший уровень собственных шумов, более высокую крутизну преобразования ($S_{пр} = 2,0 \div 2,5 \text{ ма/в}$) при сравнительно малом напряжении гетеродина ($U_{гг} = 2 \text{ в}$) и ряд схемных преимуществ, однако усиление по мощности у них меньше, чем у пентодов.

Односеточные преобразователи широко применяются в диапазоне метровых волн (от $0,5 \text{ м}$ до $2 \div 3 \text{ м}$); в частности, для этой цели могут быть использованы высокочастотные пентоды 6Ж2Б и 6Ж2П (табл. 13.1), триоды 6С15П и 6С9Д (табл. 12.2) и комбинированная лампа триод—пентод 6Ф1П (табл. 13.2).

Для волн короче $50 \div 60 \text{ см}$ пентоды и триоды в качестве смесительных ламп мало пригодны из-за их относительно большой входной ёмкости и малой величины входного сопротивления. Более пригодными в этом отношении являются диоды. Схема включения смесительного диода показана на рис. 13.15. В анодную цепь диода последовательно включаются катушка связи L_1 с приёмным контуром, катушка связи L_2 с контуром гетеродина, контур LC для выделения промежуточной частоты и сопротивление R с параллельно включённым конденсатором C_1 для получения на аноде диода отрицательного смещения за счёт тока диода для того, чтобы иметь рабочую точку в начале или левее начала анодной характеристики диода. Переменное напряжение гетеродина вызывает периодическое изменение крутизны диода во времени и поэтому переменное напряжение сигнала создаёт в анодном токе составляющие различных комбинационных частот.

Основным параметром смесительного диода является его крутизна преобразования $S_{пр}$. Крутизна преобразования прямо пропорциональна статической крутизне диода и зависит, кроме того, от величины сопротивления R . Для получения большого полезного эффекта необходимо, следовательно, в смесительном диоде иметь большую крутизну S , что достигается обычно уменьшением расстояния между катодом и анодом. Чтобы при этом не увеличивалась междueleктродная ёмкость $C_{ак}$, которая должна быть сделана возможно меньше, электроды делают малых размеров. Для устранения вредного влияния индуктивности вводов применяются бесцокольные конструкции, например сверхминиатюрный диод 6Д6А или конструкции с дисковым вводом анода —

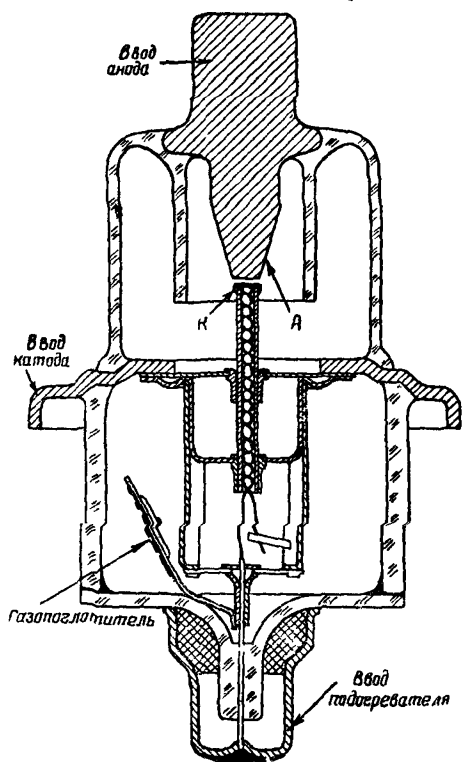


Рис 13.16

маячковый диод 6ДЗД. На рис. 13.16 представлена конструкция такой лампы. Основные данные диодов свч приведены в табл. 13.3.

Таблица 13.3

Наименование типа	U_n в	I_n а	$I_{выпр}$ ма	$U_{обр}$ в	$C_{ак}$ холод. пф	Долговеч- ность ч
6Д6А	6,3	0,15	10	450	3	500
6ДЗД	6,3	0,77	27	200	2,2	500

Смесительные диоды применяются на волнах от 10 до 50 см, в этом диапазоне они превосходят пентодные преобразователи по высокому входному сопротивлению и низкому уровню шумов.

Для волн короче 10 см и диодные смесители оказываются недостаточно удовлетворительными. Для преобразования частоты в этом диапазоне применяются кристаллические детекторы (§ 22.5).

§ 13.5. Собственные шумы в электронных лампах

Сущность явления внутриламповых шумов

Современные ламповые усилители позволяют осуществлять весьма большое усиление слабых переменных токов и напряжений. Например, усилитель, блок-схема которого показана на рис. 13.17, при коэффициенте усиления каждой ступени $K=30$

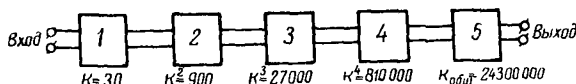


Рис. 13.17

даёт общее усиление в $K_{общ} = K^5 = 24\,300\,000$ раз. Увеличивая число ступеней, можно, казалось бы, добиться неограниченного усиления. Однако на практике усиление, даваемое ламповыми схемами, ограничено. Это ограничение вносится самими лампами, а также другими элементами схем.

В электронных лампах даже при идеально постоянных напряжениях на электродах анодный ток не является постоянной величиной, а беспорядочно изменяется, колеблясь около своего среднего значения: $i_a = I_a + \delta i_a$ (рис. 13.18). Беспорядочные

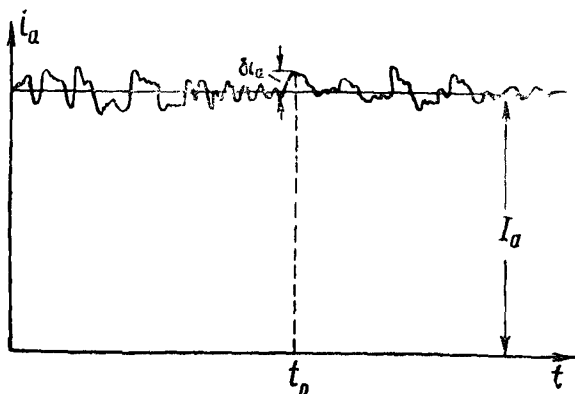


Рис. 13.18

отклонения (δi_a) величины анодного тока от среднего значения называются *флуктуациями анодного тока*. Их величина очень мала по сравнению со средним значением (постоянной составляющей) анодного тока I_a , поэтому обычными измерительными

ми приборами (миллиамперметрами и т. п.) флуктуации анодного тока непосредственно не регистрируются. Переменный ток флуктуаций, проходящий, например, в анодной цепи первой, входной лампы, усиливается затем всеми последующими ступенями усилителя и на выходе последнего может достичь значительной величины. При этом усиливаются не все гармонические составляющие переменного тока δi_a , а лишь те из них, частота которых находится в полосе частот Δf , усиливаемой данным усилителем. Очевидно, что чем больше общий коэффициент усиления $K_{общ}$ и полоса пропускания Δf , тем большим будет эффект от одного и того же тока флуктуаций δi_a .

На выходе чувствительного лампового приёмника-усилителя флуктуации анодного тока проявляются в виде своеобразного шума, шипения, слышимых тогда, когда на вход не подаётся ни какого переменного напряжения сигнала или когда сигнал очень слаб. По этой причине явление флуктуаций анодного тока получило название *собственных шумов* ламп. В работе других радиотехнических устройств флуктуации анодного тока ламп могут проявляться иначе. Например, на выходе радиолокационного приёмника они вызывают зрительно наблюдаемый эффект — искажение светящейся линии на экране осциллографа; в телевизионных приёмниках по этой же причине может искажаться изображение, особенно при приёме дальних станций и т. д. Однако, несмотря на эти различия, рассматриваемые явления во всех радиотехнических устройствах называются шумами.

Сама по себе возможность обнаруживать столь слабые изменения тока (образно выражаясь, слышать полёт отдельных электронов) является большой победой человеческого разума, однако в приёмниках, усилителях и других радиоэлектронных устройствах внутриламповые шумы обычно проявляются как вредный фактор, ставящий предел возможному усилению. На фоне шумов обнаружить слишком слабые сигналы невозможно или очень трудно. Полезный сигнал, воздействующий на управляющую сетку лампы, должен быть достаточным по величине, чтобы в анодной цепи вызвать прохождение тока, большего, чем переменная составляющая тока флуктуаций.

Собственные шумы в диоде

Основной причиной флуктуаций анодного тока является неравномерность во времени выхода электронов с поверхности катода — так называемый *дробовой эффект*.

Дробовой эффект вызывается тем, что с поверхности накаливаемого катода могут выйти в вакуум только те электроны, которые обладают энергией, достаточной для совершения работы выхода, и скорости которых в данный момент направлены из катода в вакуум. Так как количество таких электронов в каждый отдельный момент времени различно, то ток эмиссии катода

да не является строго постоянной величиной, а пульсирует, колеблясь около своего среднего значения. В режиме насыщения все электроны, выходящие из катода, двигаются на анод, но на поверхность анода они поступают также неравномерно, воспроизводя в анодном токе колебания тока эмиссии (рис. 13.18).

Переменную составляющую анодного тока $\delta i_a = f(t)$ можно разложить в интеграл Фурье по синусоидальным функциям.

Расчёт показывает, что это разложение (спектр дробового эффекта) включает в себя переменные составляющие всех частот от самых низких до сверхвысоких частот, соответствующих периоду такого же порядка, что и время пролёта электрона с катода на анод. Амплитуды всех переменных составляющих имеют одинаковую величину. При работе усилителя, как указывалось выше, мы принимаем только часть спектра, величина которой определяется полосой пропускания Δf . Как показал Шоттки, эффективное значение переменного тока, обусловленного флуктуациями эмиссии и создающего шум лампы, равно

$$I_w^2 = 2eI_a \Delta f, \quad (13.17)$$

где e — заряд электрона, I_a — среднее значение тока, протекающего в анодной цепи.

Формула (13.17) справедлива для режима насыщения, когда $I_a = I_e$, и для режима с небольшим тормозящим напряжением на аноде, когда из эмитируемого катодом потока электронов до анода доходят только те из них, которые имеют достаточно большие собственные начальные скорости.

Если напряжение на аноде лампы недостаточно для получения режима насыщения, то около катода создаётся минимум потенциала, плотность пространственного заряда увеличивается и образующееся здесь облако электронов, потерявших свою начальную скорость, уменьшает флуктуации анодного тока. Неравномерно вылетающие из катода электроны, теряя свою скорость, вступают в это облако, откуда двигаются к аноду уже более равномерным (во времени) потоком. Чем сильнее проявляется тормозящее действие пространственного заряда, тем меньше сказываются флуктуации тока эмиссии на величине анодного тока.

Механизм ослабления дробового эффекта пространственным зарядом можно пояснить с помощью рис. 13.19.

Сплошной кривой показано распределение потенциала в междуэлектродном пространстве плоского диода без учёта флуктуаций тока эмиссии, т. е. при $\delta i_e = 0$. Если

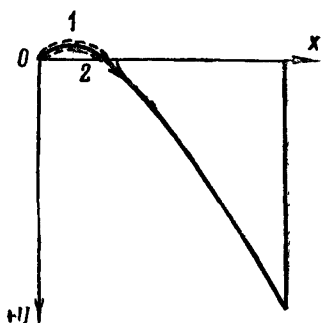


Рис 13.19

в какой-нибудь момент времени из катода вылетит большее, чем среднее число, электронов ($\delta i_e > 0$), то эти электроны, двигаясь к аноду, пройдут через область минимального потенциала и увеличат там на некоторое время плотность пространственного заряда. Соответственно минимум потенциала несколько возрастает (пунктирная кривая 1) и часть электронов из числа тех, которые ранее преодолевали его, теперь возвратятся на катод, не имея возможности из-за недостаточных начальных скоростей преодолеть возросший минимум потенциала. С другой стороны, при уменьшении в какой-нибудь другой момент времени тока эмиссии по сравнению с его средним значением ($\delta i_e < 0$) плотность пространственного заряда у катода уменьшится и соответственно несколько меньшим станет минимум потенциала (пунктирная кривая 2). В этих условиях часть электронов из числа тех, которые ранее вследствие недостаточных начальных скоростей возвращались на катод, теперь сможет преодолеть ставший меньшим минимум потенциала и будет проходить к аноду.

Таким образом, величина анодного тока как бы автоматически регулируется (стабилизируется) пространственным зарядом при флуктуациях тока эмиссии. Очевидно, что в режиме насыщения, когда минимум потенциала в междуэлектродном пространстве отсутствует, этот механизм ослабления дробового эффекта не действует.

Эффективное значение переменного тока флуктуаций в анодной цепи в режиме пространственного заряда определяется формулой

$$I_{ш}^2 = 2eI_a F^2 \Delta f, \quad (13.18)$$

где $F = \frac{\partial I_a}{\partial I_e}$ показывает относительную величину колебаний анодного тока, вызываемых изменениями тока эмиссии, и является мерой ослабления дробового эффекта благодаря пространственному заряду.

По величине коэффициент F меньше единицы; он делается равным единице в режиме насыщения; вычислить его можно по формуле

$$F^2 = 1,25 \frac{kT_k}{e} \frac{S_0}{I_a}, \quad (13.19)$$

где k — постоянная Больцмана, T_k — абсолютная температура катода и S_0 — средняя крутизна диода, равная $\frac{I_a}{U_a}$.

Помимо дробового эффекта, причинами флуктуаций анодного тока в диоде являются:

появление положительных ионов при несовершенном вакууме в лампе;

собственные (тепловые) движения электронов в пространственном заряде.

Несовершенный вакуум в лампе увеличивает шум, так как

получающиеся в процессе ионизации газа положительные ионы, двигаясь к катоду, нейтрализуют частично действие пространственного заряда, вследствие чего флуктуации анодного тока усиливаются. Неравномерность самой ионизации является добавочным фактором повышения уровня шумов.

Влияние собственных (тепловых) скоростей электронов на шумы в лампе заключается в том, что электроны, образующие около катода электронное облако в области минимума потенциала, не остаются неподвижными в этом облаке, а вследствие различных начальных скоростей и взаимодействия друг с другом находятся в непрерывном движении. Поэтому плотность пространственного заряда не остаётся постоянной и одинаковой во всех точках области минимума потенциала, а всё время изменяется, что вызывает флуктуации тока в анодной цепи.

Для учёта этих дополнительных явлений вводят множитель, зависящий от свойств лампы и равный $q = 1 \div 2$ так, что ф-ла (13.18) принимает вид

$$I_{ш}^2 = 2eI_a F^2 q^2 \Delta f. \quad (13.20)$$

Флуктуационные шумы в лампах с сетками

В лампах с сетками шумы возникают под действием тех же причин, что и в диоде, но, кроме того, ток флуктуаций в лампах с положительно заряженными сетками возрастает из-за неравномерности во времени вторичной электронной эмиссии и из-за токораспределения между электродами.

Если в лампе возникает вторичная эмиссия с какого-либо электрода (например, экранирующей сетки) и вторичные электроны с этого электрода переходят на анод, то флуктуации анодного тока сильно увеличиваются, так как выход вторичных электронов из металла является процессом неравномерным.

Подавление динатронного эффекта в лампах с защитной сеткой несколько уменьшает шумы, но всё-таки, как показывает опыт, в пентодах уровень шумов выше, чем в триодах. Это объясняется наличием токораспределения между анодом и экранирующей сеткой.

В пентодах один и тот же пространственный заряд и соответствующий потенциал $U_{кин}$ регулируют токи как в цепи экранирующей сетки, так и в анодной цепи. Поэтому всякое изменение $U_{кин}$, приводящее к уменьшению флуктуаций, например тока экранирующей сетки, вызывает дополнительные флуктуации анодного тока и наоборот. Следовательно, через общий пространственный заряд у катода флуктуационные токи в цепях анода и экранирующей сетки оказываются связанными между собой. Кроме того, неизбежное наличие малых беспорядочных изменений траекторий электронов также вызывает флуктуации токораспределения δI_{c2} и δI_a даже при постоянстве катодного тока I_k . В последнем случае $\delta I_a = -\delta I_{c2}$.

Для вычисления флуктуационных токов в триодах и других лампах с сетками используют ту же ф-лу (13.20), что и для диода, но учитывают в коэффициенте F^2 возрастание шумов, вызванное токораспределением между положительно заряженными электродами и динактронным эффектом (если последний имеет место). Так, по измерениям Стретта, для триодов $F^2=0,05$, а для высокочастотных пентодов обычной конструкции $F^2=0,28$, т. е. более чем в пять раз больше по сравнению с триодами.

§ 13.6. Шумовые параметры электронных ламп

Для количественной оценки уровня собственных шумов в лампах с сетками обычно пользуются не непосредственно величиной $I_{ш}^2$ (13.20), а более сложными параметрами, вводимыми путём «пересчёта» шумов из анодной цепи в цепь управляющей сетки. К числу таких параметров относятся: эквивалентное напряжение шума на сетке $U_{сш}$, удельное эквивалентное напряжение шума на сетке $U'_{сш}$ и эквивалентное сопротивление внутриламповых шумов $R_{ш}$. Второй и третий параметры являются взаимозаменяемыми.

Эквивалентное напряжение шума на сетке определяется следующим образом (рис. 13.20). Лампу считают идеальной (не шумящей), а ток флуктуаций в её анодной цепи, обусловленный рассмотренными в предыдущем параграфе причинами, считают вызванным действием генератора шумовой эдс, включённого в цепь управляющей сетки. Напряжение этого генератора $U_{сш}$ должно быть таким, чтобы вызвать прохождение в анодной цепи переменного тока, выделяющего в нагрузочном сопротивлении такую же

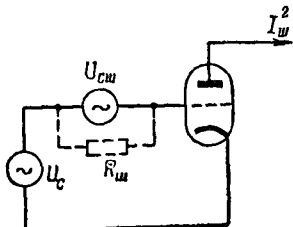


Рис. 13.20

мощность, что и переменный ток флуктуаций $I_{ш}$. Другими словами, должно выполняться соотношение: $I_{ш}=SU_{сш}$ (при малых амплитудах переменного напряжения на сетке $i_{a\sim}=Se_{c\sim}$, где S — крутизна характеристик анодного тока). Следовательно,

$$U_{сш} = \frac{I_{ш}}{S}. \quad (13.21)$$

Формула (13.21) может служить определением эквивалентного напряжения шума на сетке. Благодаря такому выбору шумового параметра можно непосредственно сравнить напряжение полезного сигнала U_c , действующее в цепи управляющей сетки, с «напряжением шумов» $U_{сш}$, т. е. найти отношение сигнал/шум. Это позволяет более полно, чем с помощью параметра $I_{ш}$, оценить шумовые свойства ламп в усилительных схемах.

Как следует из ф-лы (13.21), величина шумового параметра $U_{сш}$ зависит не только от флуктуационных токов в лампе, но и от её усилительных свойств (через крутизну S). Чем большее усиление переменного напряжения способна давать лампа, тем меньшее напряжение $U_{сш}$ потребуется для того, чтобы вызвать прохождение в её анодной цепи тока, равного $I_{ш}$, тем лучше будет отношение сигнала к шуму.

Возводя ур-ние (13.21) в квадрат и подставляя в него выражение для $I_{ш}^2$ из (13.20), получаем следующую формулу:

$$U_{сш}^2 = 2eI_a F^2 \frac{q^2}{S^2} \Delta f, \quad (13.22)$$

которая показывает, что эквивалентное шуму напряжение на сетке зависит не только от свойств лампы, но и от схемы (от полосы пропускания усилителя Δf).

Для того чтобы дать оценку самой лампе в отношении создаваемого ею шума независимо от полосы пропускания усилителя, берут *удельное эквивалентное напряжение шума на сетке*, отнесённое к полосе частот $\Delta f = 1$ кГц

$$U'_{сш} = \frac{U_{сш}}{\sqrt{\Delta f}} = F \frac{q}{S} \sqrt{2eI_a}. \quad (13.23)$$

Величину этого напряжения $U'_{сш}$ измеряют в $мкв/кГц^{1/2}$.

Удельное эквивалентное напряжение шума на сетке в наших лампах равно: в триодах $0,15 \div 0,25$ $мкв/кГц^{1/2}$, в экранированных тетрадах $0,65 \div 0,70$ $мкв/кГц^{1/2}$ и в металлических высокочастотных пентодах $0,40 \div 0,45$ $мкв/кГц^{1/2}$.

Ещё удобнее оценить уровень шума в лампе величиной *эквивалентного сопротивления* внутриламповых шумов. Такой способ оценки ламповых шумов основан на том, что всякое сопротивление «шумит», так как в нём создаются флуктуационные токи за счёт собственных тепловых скоростей электронов.

Электроны проводимости, участвуя в тепловом движении, перемещаются внутри проводника во всевозможных направлениях, в результате чего в каждом достаточно малом объёме проводника число находящихся там электронов оказывается непостоянным. Заряды и потенциалы этих объёмов будут вообще различными, что приводит к возникновению уравнивающих токов. Флуктуации тока создают флуктуации напряжения на зажимах проводника тем большие, чем больше величина сопротивления проводника. Разложение переменного напряжения флуктуаций в интеграл Фурье даёт равномерный спектр частот тепловых шумов, подобно спектру дробового эффекта. Для вычисления эффективного значения напряжения флуктуаций в полосе частот Δf пользуются формулой

$$U_{ш}^2 = 4kTR \Delta f, \quad (13.24)$$

где R — величина «шумящего» сопротивления, T — его абсолютная температура, k — постоянная Больцмана.

Эквивалентное сопротивление внутриламповых шумов определяется из условия, что, будучи включено в цепь управляющей сетки, это сопротивление своим флуктуационным напряжением создаёт в анодной цепи ток флуктуаций такой же, какой создаётся в лампе за счёт её физических свойств. Очевидно, что для выполнения этого условия напряжение флуктуаций эквивалентного сопротивления должно равняться эквивалентному напряжению шума на сетке $U_{сш}$ в заданной полосе частот. Поэтому для определения эквивалентного по шуму сопротивления приравняем выражения (13.22) и (13.24)

$$4kTR_{ш}\Delta f = 2eI_a F^2 \frac{q^2}{S^2} \Delta f \quad (13.25)$$

и определяем из этого уравнения величину $R_{ш}$

$$R_{ш} = \frac{e}{2kT} F^2 I_a \frac{q^2}{S^2}. \quad (13.26)$$

Выразив в ф-ле (13.26) I_a в *ма*, S в *ма/в* и подставив численные значения e , k и $T=290^\circ\text{К}$ (комнатная температура), получим $R_{ш}$ в *ом*

$$R_{ш} = 2 \cdot 10^4 F^2 I_a \frac{q^2}{S^2}. \quad (13.27)$$

Для триодов $R_{ш}$ обычно составляет от 0,5 до 1,5 *ком*; для высокочастотных пентодов обычной конструкции $R_{ш}=2\div 5$ *ком*, для экранированных тетродов $R_{ш}=30 \div 40$ *ком*. В специальных конструкциях «малошумящих» триодов и пентодов достигнуто $R_{ш}$ порядка $100 \div 300$ *ом*.

Из ф-л (13.23) и (13.26) можно установить следующее соотношение между удельным эквивалентным напряжением шума на сетке $U'_{сш}$ и эквивалентным сопротивлением внутриламповых шумов $R_{ш}$

$$R_{ш} = \frac{e}{2kT} \frac{F^2 2eI_a q^2}{2eS^2} = \frac{1}{4kT} (U'_{сш})^2. \quad (13.28)$$

Принимая $T=290^\circ\text{К}$ и измеряя $R_{ш}$ в *ком* и $U'_{сш}$ в *мкв/кГц^{1/2}*, получим

$$R_{ш} \approx 63 (U'_{сш})^2. \quad (13.29)$$

На практике часто пользуются следующими приближёнными формулами для вычисления шумовых параметров:

1) в триоде

$$R_{ш} \approx \frac{2,5}{S}. \quad (13.30)$$

Эта формула получается из выражений (13.27) и (13.19) при замене в последнем средней крутизны диода S_0 крутизной триода S и подстановке T_k для оксидного катода 1100°K . Если крутизна выражена в ма/в , то $R_{ш}$ получается в ком .

2) в пентоде

$$R_{ш} = \frac{2,5}{S} \frac{I_a}{I_a + I_{c2}} \left(1 + 8 \frac{I_{c2}}{S} \right). \quad (13.31)$$

Здесь токи I_a и I_{c2} взяты в ма , крутизна S в ма/в и сопротивление $R_{ш}$ в ком . Множитель перед скобками приближённо определяет шумы в триоде [ср. с ф-лой (13.30)], второй член в скобках, численно равный в большинстве ламп нескольким единицам ($3 \div 5$), показывает, какое увеличение шумов имеет место в пентоде по сравнению с триодами из-за флуктуаций токораспределения между анодом и экранирующей сеткой. При $I_{c2} \rightarrow 0$ шумы пентода приближаются к шумам триода.

Измерение уровня внутриламповых шумов величиной эквивалентного сопротивления имеет то преимущество, что позволяет арифметическим суммированием находить общий шум лампы и тех сопротивлений, которые в усилительных схемах обычно бывают включены в цепь сетки, тогда как при измерении шума лампы эквивалентным напряжением $U_{сш}$ общий шум должен определяться геометрической суммой

$$U_{ш} = \sqrt{U_{сш}^2 + U_{Rш}^2}, \quad (13.32)$$

где $U_{Rш}$ — флуктуационное напряжение шума на сопротивлении, включённом в цепь сетки.

§ 13.7. Зависимость шумов от конструкции и рабочего режима лампы

Зависимость шумов от конструкции лампы

Шум пентода зависит от соотношения токов I_a и I_{c2} : чем больше ток I_{c2} , тем сильнее проявляются флуктуации анодного тока [ф-ла (13.31)]. Для уменьшения тока экранирующей сетки следует делать её более редкой, из более тонкой проволоки и работать при небольших U_{c2} . Фокусировка электронных потоков в лучи, способствуя уменьшению тока I_{c2} , позволяет тем самым значительно уменьшить внутриламповые шумы. Примером ламп, где шумы уменьшены благодаря более совершенной электронной оптике, являются пентоды со стержневыми электродами (§ 11.5).

Весьма эффективным способом уменьшения уровня шумов в лампах является увеличение крутизны характеристики S . В современных широкополосных пентодах и триодах с большой крутизной ($18 \div 20 \text{ ма/в}$ и более), получающейся за счёт умень-

шения расстояния катод—управляющая сетка до $20 \div 40$ мк, удаётся снизить уровень шумов до $R_{ш} = 100 \div 300$ ом.

Для уменьшения величины коэффициента F^2 применяют оксидные катоды с большим запасом тока эмиссии.

Решающее значение для чувствительности приёмно-усилительного устройства имеет шум, даваемый первой лампой, на сетку которой подаётся сигнал из антенны, так как шум этой лампы усиливается наравне с сигналом всеми последующими ступенями усилителя. В качестве первой лампы, усиливающей сигнал по высокой частоте, используются, как правило, пентоды и триоды с малым уровнем шумов.

В некоторых супергетеродинных приёмниках первой лампой является преобразовательная (смесительная) лампа. Для расчёта шумов в этих лампах используются ф-лы (13.22) и (13.26), в которые надо подставить значение анодного тока I_a рабочего режима при переменном напряжении на гетеродинной сетке и крутизну преобразования $S_{пр}$ вместо статической крутизны S . Так как $S_{пр}$ равняется примерно $\frac{1}{4} S_{\max}$ и, кроме того, вследствие большего числа положительно заряженных электродов коэффициент F^2 в геттодах всегда больше, чем в пентодах, шум в геттодах значительно превосходит шум пентодов и оценивается величиной эквивалентного сопротивления $R_{ш}$ порядка $70 \div 80$ ком. Это сопротивление зависит от амплитуды переменного напряжения гетеродина и при увеличении U_m несколько уменьшается.

Большой собственный шум преобразовательных и смесительных ламп вызывает необходимость применять в хороших приёмниках усиление по высокой частоте на пентодах или триодах до преобразовательной ступени; хотя усиление, даваемое таким усилителем, может быть и невелико, но отношение сигнал/шум на входе приёмника, определяющее его чувствительность, делается более выгодным.

Зависимость шумов от рабочего режима лампы

Влияние рабочего режима на уровень собственных шумов электронных ламп может быть выяснено на основании анализа приведённых в предыдущих параграфах ф-л (13.22), (13.31) и др. Вытекающие из этих формул зависимости шумовых параметров от напряжений на электродах лампы подтверждаются экспериментальными измерениями. На рис. 13.21 показаны кривые зависимости $R_{ш}$ усилительной лампы от напряжений U_k , U_{c1} , U_{c2} и U_a .

При повышении напряжения накала (рис. 13.21а) увеличивается ток эмиссии, что при постоянных напряжениях на электродах приводит к увеличению плотности пространственного заря-

да; вследствие этого коэффициент F^2 уменьшается и уровень создающегося в лампе шума понижается. Это подтверждает выгодность работы при сильном пространственном заряде и свидетельствует о преимуществах усилительных ламп с большим, на первый взгляд, казалось бы, излишним током эмиссии.

Кривая рис. 13.21б показывает, что наименьший уровень шумов существует при некотором оптимальном напряжении на управляющей сетке $U_{c1\text{ опт}}$. При увеличении отрицательного смещения на сетке по сравнению с $U_{c1\text{ опт}}$ шум в лампе значительно повышается; это объясняется уменьшением крутизны S вследствие перехода рабочей точки на нижний пологий участок характеристики $I_a = f(U_{c1})$. Происходящее при этом одновременно уменьшение токов I_a и I_{c2} не может скомпенсировать рост

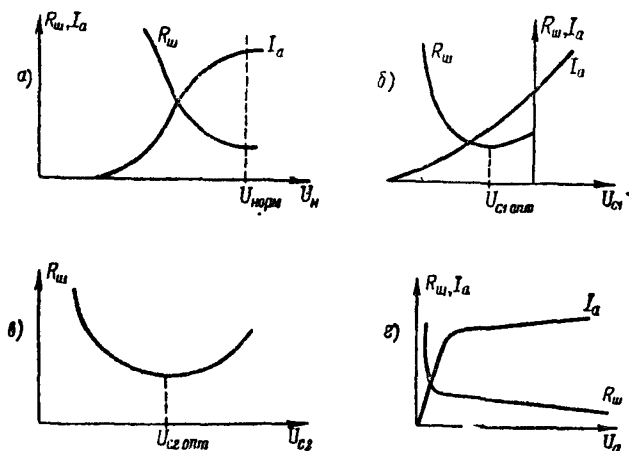


Рис. 13.21

шумового параметра из-за снижения крутизны вплоть до значений U_{c1} , приближающихся к напряжению запирания. При отрицательных напряжениях на сетке, близких к нулю ($|U_{c1}| < |U_{c1\text{ опт}}|$), уровень шумов несколько увеличивается, так как рост токов I_a и I_{c2} при приближении напряжения на управляющей сетке к нулю происходит более резко, чем увеличение крутизны.

Зависимость $R_{ш} = f(U_{c2})$ (рис. 13.21в) также имеет минимум при некотором напряжении на экранирующей сетке $U_{c2\text{ опт}}$. При $U_{c2} > U_{c2\text{ опт}}$ эквивалентное сопротивление внутриламповых шумов возрастает из-за большой величины токов I_a и I_{c2} (главным образом, последнего). При $U_{c2} < U_{c2\text{ опт}}$ уровень шумов увеличивается вследствие значительного снижения крутизны характеристики.

С ростом анодного напряжения уровень шумов монотонно снижается (рис. 13.21г). При малых анодных напряжениях, когда ещё сказывается величина собственных начальных скоростей электронов, шум лампы больше, чем при повышенных U_a , когда относительная величина собственных скоростей электронов по сравнению со скоростью, получаемой электронами в сильном анодном поле, делается весьма малой. Если (например, в триоде) анодное напряжение U_a увеличивается настолько, что приближается режим насыщения, уровень шумов в лампе начинает возрастать из-за увеличения коэффициента F^2 [ф-ла (13.18) и др.].

Приведённые выше данные показывают, что правильный выбор рабочего режима важен для обеспечения лучших шумовых свойств ламп в схемах. Поддержание постоянства напряжения накала ($U_n = U_{n0}$), необходимое для правильной эксплуатации катодов (§ 3.4), имеет существенное значение и для предотвращения повышенных шумов ламп.

Шумы в лампах на сверхвысоких частотах

В § 13.5 было сказано, что спектр флуктуационного тока в электронных лампах равномерен и поэтому уровень шума не зависит от частоты принимаемых сигналов. Но это справедливо только при работе лампы на таких частотах, при которых можно пренебрегать инерцией электронов. В диапазоне сверхвысоких частот уровень собственных шумов усилительной лампы изменяется по сравнению с тем уровнем, который лампа имеет в диапазоне более низких частот. Это изменение вызывают две причины, действующие в противоположных направлениях.

Первой причиной являются токи, наводимые в цепи управляющей сетки при сверхвысоких частотах (§ 12.2). Флуктуации конвекционного тока, проходящего в лампе, вызывают флуктуации и в наведённом сеточном токе, который, проходя через контур или какое-либо другое сопротивление, включённое в цепь сетки, создаёт на нём переменное напряжение флуктуаций. Это напряжение усиливается лампой и вызывает в анодной цепи флуктуации тока дополнительно к тем, которые там имеются за счёт уже известных нам причин. Вычисления показывают, что величина флуктуационного тока в сеточной цепи зависит от активной входной проводимости, создающейся из-за инерции электронов, и может быть вычислена по формуле

$$I_{ш\tau}^2 = 4k(5T)g_{ex}\tau\Delta f. \quad (13.33)$$

Чем больше частота принимаемых сигналов, тем выше будет уровень шумов, но при частотах, когда время пролёта сравнивается с периодом усиливаемых колебаний и превышает его, уровень шумов несколько снижается. Причина, вызывающая это снижение шума, заключается в том, что в непрерывном спектре флуктуационного тока амплитуды составляющих таких высоких

частот (соответствующих волнам сантиметрового диапазона) получаются меньше, чем при более низких частотах.

Низкочастотные шумы в лампах

Одновременно с шумом, создаваемым дробовым эффектом, в лампах наблюдаются шумы за счёт *поверхностного флуктуационного эффекта* (называемого также *эффектом мерцания*, или *фликкер-эффектом*). Это явление заключается в том, что у накаливаемого катода неравномерно изменяется эмиссионная способность отдельных участков его поверхности вследствие неравномерного образования и изменения активного слоя. Поэтому величина эмиссии с таких участков, а следовательно, и полная величина тока эмиссии катода непрерывно колеблется. Опыт показывает, что эти колебания происходят с низкой частотой (порядка звуковых частот). Уменьшение шумов, вызванных поверхностным флуктуационным эффектом, достигается применением более стойких по своим качествам катодов.

Шумы, вызванные действием внешних причин

Кроме внутренних шумов в лампе, большой помехой при приёме являются шумы, создаваемые внешними причинами.

К этим шумам относятся следующие.

Во-первых, при сотрясении лампы вследствие колебаний её электродов и периодического изменения расстояний между ними анодный ток начинает пульсировать со звуковой частотой (лампа «звенит»). Это явление, называемое *микрофонным эффектом*, устраняется более жёстким и прочным закреплением электродов в лампе и амортизацией ламп в приёмнике или всего приёмника в целом при помощи резиновых или пружинных подвесов. Для оценки величины микрофонного эффекта усиленной лампы в анодную цепь этой лампы включают нагрузочное активное сопротивление и, создавая сотрясение лампы ударом определённой силы, измеряют максимальную амплитуду переменного напряжения, получающегося на нагрузочном сопротивлении, и длительность возникающих в лампе колебаний.

Для удобства сравнения ламп между собой значение максимальной амплитуды пересчитывается на управляющую сетку, для чего следует значение максимальной амплитуды, измеренное на нагрузочном сопротивлении, разделить на динамический коэффициент усиления испытываемой лампы. Эквивалентное напряжение микрофонного эффекта на управляющей сетке оценивается в вольтах. Длительность колебаний, определяемая как время, в течение которого амплитуда колебаний уменьшается до 5% от начальной максимальной амплитуды, измеряется в секундах.

Во-вторых, при сотрясении, вследствие взаимного перемещения и касания плохо укрепленных деталей арматуры лампы могут происходить прерывистые скачкообразные изменения анодного тока, которые обнаруживаются в телефоне, включенном в анодную цепь лампы, как отдельные шелчки и трески. Особенно вредны эти внутриламповые трески в высокочастотных лампах, в которых они могут совершенно заглушить подаваемые на сетку этих ламп очень слабые сигналы высокой частоты от приёмной антенны. Поэтому лампа, в которой при толчках её получают трески, к нормальному использованию непригодна.

Наконец, следует напомнить ещё о пульсациях анодного тока, получающихся при питании катода усилительной лампы переменным током; эти пульсации создают в приёмнике характерное гудение (низкочастотный «фон»), способы устранения или уменьшения которого были рассмотрены ранее (§ 3.3.).

§ 13.8. Электронно-световые индикаторы

Электронно-световой индикатор — это электронный прибор, в котором имеется люминесцирующий экран, светящийся под влиянием бомбардировки электронами, причём величина поверхности свечения зависит от величины управляющего напряжения, подаваемого на прибор. Электронно-световые индикаторы находят широкое применение в радиоприёмной и радиоизмерительной аппаратуре в качестве указателей настройки, нулевых приборов, индикаторов сигнала и т. д.

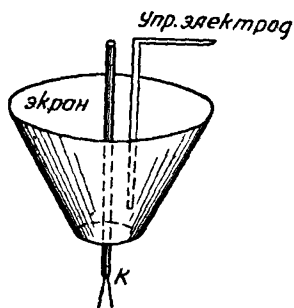


Рис. 13.22

Простейшая конструкция электронного индикатора (рис. 13.22) состоит из конусообразного экрана, катода, расположенного по оси конуса экрана, и управляющего электрода. Внутренняя поверхность экрана, обращенная к катоду, покрыта люминесцирующим веществом (виллемитом) и при бомбардировке её электронами светится зеленым цветом. Экран имеет относительно катода высокий положительный потенциал; если бы управляющего электрода не было, то поле между экраном и катодом было бы радиальным во всех направлениях (рис. 13.23а) и электроны, двигаясь к экрану по радиусам, вызывали бы равномерное свечение всей поверхности экрана. При наличии управляющего электрода картина поля искажается. Если потенциал управляющего электрода меньше того потенциала, который имелся бы в месте нахождения управляющего электрода при радиальном поле, то градиент потенциала в пространстве между управляющим электродом и экраном увеличивается и эквипотенциаль-

ные линии поля в этом пространстве сгущаются (рис. 13.23б). Траектории электронов при этом искривляются так, что на некоторый участок поверхности экрана, расположенный против управляющего электрода, электроны не попадают. На экране будет тёмный сектор. При повышении напряжения управляющего элект-

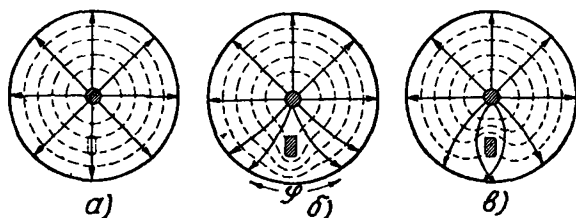


Рис. 13.23

рода искажение поля уменьшается и тёмный сектор на экране делается меньше. Когда поле станет радиальным (такое же, как на рис. 13.23а), тёмный сектор исчезает, экран светится весь равномерно. Если дальше увеличивать потенциал управляющего электрода, приближая его к потенциалу экрана, то поле искажается так, что траектории электронов огибают управляющий электрод (рис. 13.23в). На участок, расположенный против управляющего электрода, падают электроны сразу с обеих сторон. вследствие чего интенсивность свечения в этом месте возрастает — на экране появляется более светлая полоска. Характеристикой индикатора является кривая, показывающая зависимость величины угла тёмного сектора от отношения напряжений управляющего электрода и экрана. Такая характеристика представлена на рис. 13.24. Отрицательные углы этого графика соответствуют возникновению более светлого сектора на экране.

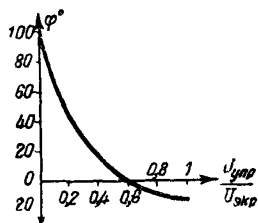


Рис 13.24

Для использования индикатора в приёмнике его монтируют в одном баллоне вместе с триодом; на рис. 13.25 изображена конструкция такой комбинированной лампы типа 6Е1П. Экран Э, покрытый вилемитом, в целях сохранения достаточной его величины при размещении в небольшом баллоне пальчиковой лампы имеет форму раковины и размещается вертикально в верхней части баллона. Два горизонтально расположенных стержня У образуют управляющий электрод. Подогревный оксидный катод К фасонного профиля размещён в средней части баллона горизонтально и перед ним находится сетка С', соединённая с катодом и служащая для ограничения величины тока, идущего на экран. Нижняя плоская часть катода совместно с сеткой С и анодом А образуют триодную систему индикатора

Включение лампы в схему показано на рис. 13.26. Управляющий электрод $У$ соединён внутри с анодом триода A . На экран $Э$

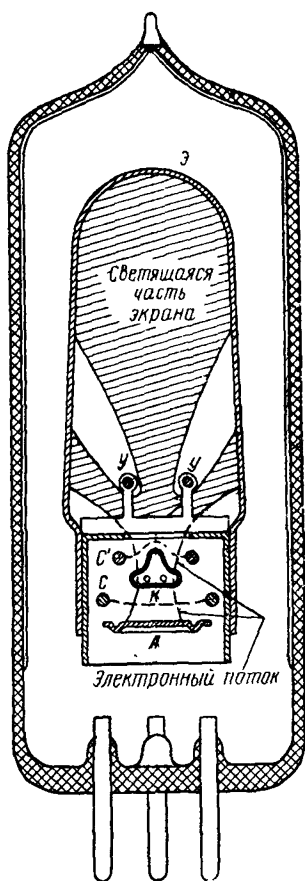


Рис. 13.25

подаётся положительное напряжение 200—250 в; анод соединён с экраном через сопротивление $R = 0,5 \text{ Мом}$; вследствие падения напряжения, создаваемого на этом сопротивлении анодным током триода, потенциал анода и соединённого с анодом управляющего электрода меньше потенциала экрана. При $U_c = 0$ потенциал управляющего электрода оказывается весьма низким и стержни управляющего электрода отбрасывают на экран широкие тени, оставляя лишь в центре экрана узкую светящуюся полосу (рис. 13.27а). Выпрямленное при помощи диода напряжение приёмного колебательного контура подаётся как отрицательное смещение на сетку триода. При подстройке

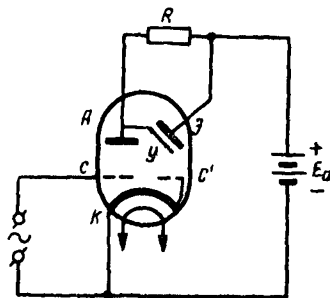


Рис. 13.26

контура в резонанс с приходящими колебаниями напряжение на зажимах, а следовательно, и отрицательное смещение на сетке триода увеличиваются; анодный ток триода и создаваемое им падение напряжения на сопротивлении R уменьшаются. Вследствие этого потенциал управляющего электрода увеличивается, приближаясь по величине к потенциалу экрана, и светлый сектор на экране растёт (рис. 13.27б). В момент точной настройки контура в резонанс с принимаемыми колебаниями светящийся сектор имеет максимальную величину.

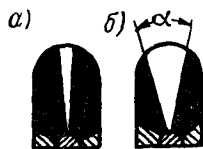


Рис. 13.27

На рис. 13.28 дана зависимость угла раскрытия светящегося сектора α от величины напряжения на управляющей сетке, которая показывает, что наиболее эффективное управление имеет место в диапазоне сеточного напряжения от нуля до $-(5 \div 6)$ в.

Во время работы индикатора имеет место попадание на стекло баллона электронов, которые, сообщая баллону отрицательный заряд, приводят к неустойчивой работе индикатора. Для борьбы с этим явлением стекло баллона покрывают изнутри тонким прозрачным проводящим покрытием ($\text{SnCl} \cdot 5\text{H}_2\text{O}$), которое соединяют с экраном.

В табл. 13.4 указаны основные данные электронно-световых индикаторов, выпускаемых отечественной промышленностью.

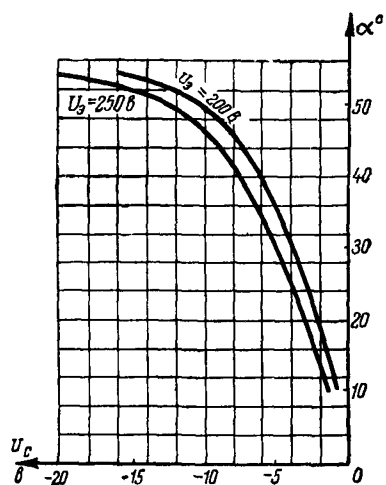


Рис. 13.28

Таблица 13.4

Тип индикатора	Типовой режим								Коэффициент усиления
	напряжение накала, в	ток накала, а	напряжение анода, в	напряжение анода катодра в	напряжение сетки, в	ток анода, ма	ток анода катодра, ма	крутизна характеристики ма/в	
6Е1П	6,3	0,3	100	250	-2	2	< 4,0	$\geq 0,5$	24
6Е5С	6,3	0,3	250	250	-4	5,3	< 5,0	$1,2 \pm 0,4$	24

§ 13.9. Взаимозаменяемость электронных ламп

Применяя электронную лампу в той или иной схеме, мы берём для расчёта режима её работы и подсчёта эффективности этой работы определённые значения параметров этой лампы. Схема, рассчитанная для лампы с определёнными параметрами, не даст нужных результатов, если в ней применять лампу иного типа, чем та, на которую схема рассчитана. Замена же выбывшей из строя (например, перегоревшей) лампы другим экземпляром

лампы того же типа не должна нарушать нормальной работы схемы, так как все лампы одного и того же типа должны иметь одинаковые параметры и быть взаимозаменяемы.

Подобное же требование взаимозаменяемости ламп возникает при массовом изготовлении какой-либо электронной аппаратуры, так как из экономических соображений необходимо, чтобы выпускаемая заводом аппаратура имела заданные технические показатели на любом комплекте применённых в ней ламп, без специального их подбора.

Фактически тождества параметров в однотипных лампах мы не имеем. Всегда лампы одинакового типа (одной и той же марки) несколько отличаются друг от друга по величине своих параметров.

Причины различия параметров у однотипных ламп можно указать следующие:

1. При изготовлении деталей, из которых собирается электронная лампа, не удаётся обеспечить строгой одинаковости их геометрических размеров и однородности физико-химических свойств исходных материалов.

2. При сборке (монтаже) лампы, производимой в большинстве случаев вручную, не обеспечивается строгая одинаковость конструкции, в особенности одинаковость расстояний между электродами; параметры же ламп, как мы видели выше, зависят от размеров электродов и расстояний между ними.

3. Существующая технология активировки сложных катодов не обеспечивает получения в лампах одинаковой эмиссионной способности отдельных участков катода; поэтому в лампах с активированными катодами всегда бывает различие в величине тока эмиссии, крутизны характеристики, долговечности катода и т. п.

4. В лампах с активированными катодами всегда получается различная степень покрытия электродов, armатуры и стекла барием или другими веществами, испаряющимися с катода, а также распыляемым в лампе газопоглотителем; это вызывает значительные изменения характеристик сеточного тока в начальной области, за счёт чего сильно изменяется входное сопротивление лампы; появляется также различие в значениях междуэлектродных ёмкостей, в величине вторичной эмиссии и т. д.

5. Даже и в том случае, когда при тщательном изготовлении ламп в них будут получены одинаковые параметры, то при эксплуатации этих ламп всегда происходит изменение и расхождение значений параметров вследствие постепенного изменения эмиссионных свойств катода в процессе работы, изменения степени покрытия электродов барием и т. п. Кроме того, испытываемые лампами при перевозке и при работе в подвижных устройствах различные механические сотрясения при недостаточной жёсткости конструкции могут вызывать смещение электродов

друг относительно друга и тем создавать изменение параметров.

На рис. 13.29а показана в качестве примера найденная опыт-

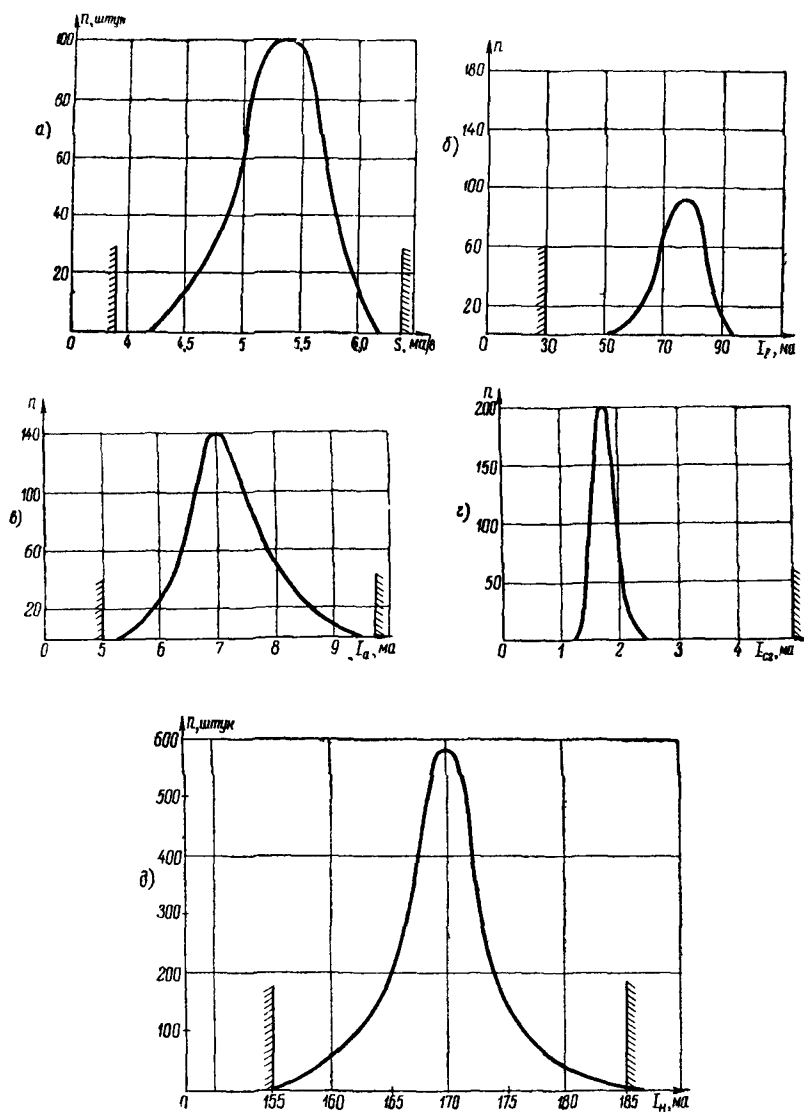


Рис. 13 29

ным путём характеристика распределения новых ламп типа 6Ж1П по величине крутизны характеристики. Испытывалась 21*

партия ламп в количестве 1000 штук. По горизонтальной оси отложены значения крутизны характеристики, по вертикальной оси — количество ламп, имеющих данную величину крутизны. Наибольшее количество ламп из испытанной партии имеет величину крутизны $S \approx 5,35$ ма/в, однако значительное количество имеет величину крутизны как большую, так и меньшую этого значения.

Подобного типа кривые распределения получаются и по другим параметрам (рис. 13.29 б, в, г, д).

Опыт показывает, что кривые распределения, полученные для отработавших определённое время ламп, отличаются от кривых распределения, снятых для новых ламп.

Очевидно, что неодинаковость параметров однотипных ламп, так называемый «разброс» параметров, неблагоприятно отражается на работе электронной аппаратуры. Как пример, можно указать проявление разброса значений междуэлектродных ёмкостей в лампах одного и того же типа. В большинстве схем ламповых генераторов и усилителей высокой частоты мы имеем включение колебательных контуров в цепях анода и сетки лампы; ясно, что в обоих случаях параллельно конденсатору контура оказывается подключённой соответствующая междуэлектродная ёмкость лампы. В случае замены вышедшей из строя лампы другой лампой, с иной величиной ёмкости, изменится общая ёмкость контура и вследствие этого изменится и частота собственных колебаний контура, градуировка которого, сделанная при одной лампе, будет теперь при новой лампе, очевидно, неверна (особенно это заметно в коротковолновой аппаратуре при малых значениях ёмкости конденсатора контура).

Поскольку, в силу указанных выше причин, ламповые заводы не могут дать ламп с совершенно идентичными параметрами, приходится использовать лампы с разными параметрами, ограничивая в известных пределах допускаемые их отклонения от средних значений, иными словами, устанавливая определённый «допустимый разброс» параметров. На рис. 13.29 штриховкой указаны для примера допускаемые техническими условиями предельные значения параметров лампы 6Ж1П.

Величина допустимого разброса параметров определяется, с одной стороны, производственными соображениями, с другой — эксплуатационными. Экономические производственные соображения, естественно, требуют расширения допустимого разброса, так как при малом допустимом разбросе параметров значительно увеличивается число бракуемых ламп. С точки зрения потребителей, использующих лампы, допустимый разброс параметров желательно иметь возможно меньше. Чем ответственнее ламповая установка и чем больше качество ее работы зависит от качества ламп, тем меньше должен быть разброс параметров.

Пути уменьшения разброса параметров — это повышение чистоты и однородности исходных материалов, улучшение техноло-

гических процессов изготовления активированных катодов, «обезгаживания» электродов и получения вакуума, совершенствование способов сборки ламп и увеличение жёсткости конструкций их электродов.

Влияние разброса параметров ламп на качество работы электронной аппаратуры может быть во многих случаях значительно скомпенсировано путём рационального выбора схемы. Одним из распространённых приёмов является применение автоматического смещения. В качестве примера на рис. 13.30 показаны

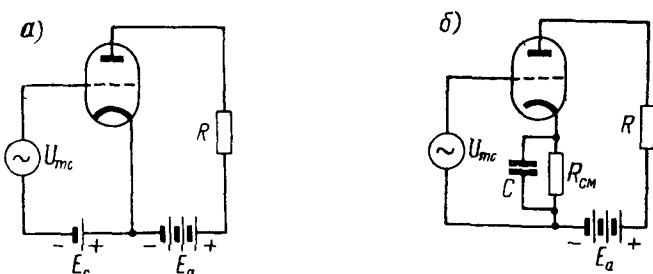


Рис 13 30

два варианта схемы усилителя низкой частоты на триоде, отличающиеся друг от друга способом подачи напряжения смещения на сетку. В схеме рис. 13.30а смещение подаётся от специальной батареи (фиксированное смещение), а в схеме рис. 13.30б смещение получается за счёт анодного тока, создающего падение напряжения на сопротивлении R_{cm} , включённом в цепь катода и шунтированном ёмкостью C (автоматическое смещение). Коэффициент усиления второй схемы меньше изменяется при смене лампы или при изменении параметров лампы со временем. Объясняется это тем, что обычно лампы с большой крутизной, определяющей величину коэффициента усиления, имеют и большую величину анодного тока, определяющего величину смещения $U_{cm} = -R_{cm} I_a$. Поэтому в лампах с большей крутизой и соответственно с большим анодным током автоматически устанавливается большая величина напряжения смещения, рабочая точка перемещается по анодно-сеточной характеристике влево на участок с меньшей крутизой и разница в усилении, получаемом от лампы с малой крутизой и от лампы с большой крутизой, получается меньше.

Подобным образом по мере уменьшения крутизны лампы со временем вследствие сопровождающего его уменьшения анодного тока смещение будет автоматически уменьшаться, рабочая точка будет переходить на участок с большей крутизой и уменьшение коэффициента усиления усилительной ступени будет менее заметным, чем при фиксированном смещении.

Помимо включения активного сопротивления в цепь катода, стабилизация режима лампы по постоянному току и соответственно повышение взаимозаменяемости достигается также путём включения гасящего сопротивления в цепь экранной сетки и целым рядом других способов. Мы не будем разбирать эти способы, так как они являются предметом специальных курсов.

В заключение укажем величины допустимого разброса параметров для некоторых отечественных приёмно-усилительных ламп (табл. 13.5).

Таблица 13.5

Тип лампы	Допустимый разброс параметров, % к номиналу					
	I_n	I_a	S	μ	$C_{вх}$	$C_{вых}$
Диоды						
6Д6А	± 10	—	—	—	± 23	—
6Д3Д	$\pm 9,7$	—	—	—	—	—
Триоды						
6С6Б	± 10	± 30	$\begin{smallmatrix} +26 \\ -20 \end{smallmatrix}$	± 20	$\pm 19,7$	± 23
6С3П	$\pm 8,4$	± 25	± 23	± 30	$\pm 16,5$	± 12
6Н3П	$\pm 8,6$	$\begin{smallmatrix} +41 \\ -35 \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} +32 \\ -31 \end{smallmatrix}$	± 22	$\begin{smallmatrix} +22 \\ -15 \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} +19 \\ -29 \end{smallmatrix}$
Пентоды						
1Ж24Б	± 18	± 33	± 29	—	± 11	± 13
6Ж1П	$\pm 8,8$	± 32	± 24	—	± 10	± 11
6Ж9П	$\pm 8,3$	± 29	± 20	—	± 12	± 14
6П14П	$\pm 8,0$	± 17	—	—	—	—
6П15П	$\pm 8,0$	—	—	—	—	—

§ 13.10. Долговечность и надёжность электронных ламп

Долговечность электронных ламп

Одним из важнейших параметров электронных ламп является их *долговечность*. Долговечностью лампы называется время, в течение которого лампа может работать непрерывно, сохраняя свои параметры в пределах технических норм.

При проверке долговечности ламп на электровакуумных заводах обычно не требуют соответствия всех многочисленных параметров ламп нормам, а ограничиваются проверкой одного-двух важнейших параметров лампы, определяющих её работо-

способность в типовых схемах применения. На эти параметры задаются специальные нормы для конца срока службы, которые называются *критериями долговечности*.

Например, для усилительных ламп в качестве критерия долговечности задаётся норма на крутизну характеристики, которая к концу срока службы должна обычно составлять $75 \div 80\%$ от своего значения в начале срока службы. Для выходных низкочастотных ламп в качестве критерия долговечности обычно задаётся норма на выходную мощность в конце срока службы (от 45 до 80% от минимального значения в начале срока службы).

Следует отметить некоторую условность понятия «критерий долговечности», так как реально при работе лампы в схеме она может в зависимости от типа схемы и выполняемых лампой функций оказаться пригодной для использования и тогда, когда её параметры выйдут за пределы норм — критериев долговечности. С другой стороны, при испытании ламп на долговечность на заводском стенде не могут быть учтены все разнообразные условия эксплуатации ламп (вибрация, тряска, повышенная температура, режим работы лампы). В связи с этим *эксплуатационная долговечность* лампы может отличаться как в ту, так и в другую сторону от *стендовой долговечности* лампы.

Как показывает опыт, индивидуальная долговечность ламп (как стендовая, так и эксплуатационная) весьма сильно различается даже для однотипных приборов. Поэтому она становится нам известной лишь после того, как данный прибор вышел из строя, т. е. тогда, когда эта информация представляет уже небольшую ценность. На рис. 13.31 показан примерный вид определяемой опытным путём характеристики распределения ламп по долговечности. Здесь N — количество ламп из испытываемой партии, имеющее данную долговечность t . Из этого рисунка видно, что лампы по величине индивидуальной долговечности могут существенно отличаться друг от друга, но наибольшее число ламп имеет долговечность, близкую к t_{cp} .

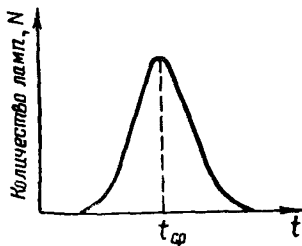


Рис. 13.31

При хорошо налаженном производстве, когда качество исходных материалов и технология изготовления ламп достаточно стабильны и отклонения от норм невелики, распределение ламп по индивидуальным долговечностям оказывается близким к нормальному распределению Гаусса и вероятность того, что индивидуальная долговечность ламп лежит в пределах от t до $t+dt$ определяется формулой

$$W(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(t-t_{cp})^2}{2\sigma^2}}, \quad (13.34)$$

где t_{cp} — средний срок службы ламп,
 σ — среднеквадратичное отклонение по сроку службы.

В этом случае долговечность данного типа электронных ламп можно было бы охарактеризовать средним сроком службы t_{cp} и среднеквадратичным разбросом σ . Однако практическое использование этого метода затруднено из-за необходимости очень длительных испытаний больших партий ламп, а также из-за того, что во многих случаях распределение ламп по долговечности может значительно отличаться от нормального. Поэтому, как правило, средний срок службы электронных ламп t_{cp} и среднеквадратичное отклонение σ не нормируются.

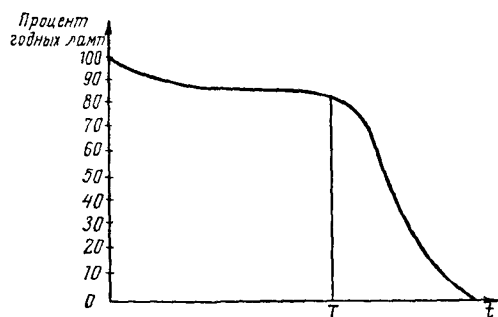


Рис. 13.32

Для определения долговечности электронных ламп на практике используют метод «кривой горения». Кривой горения называется характеристика, показывающая, как изменяется количество годных ламп в партии, поставленной на испытание на долговечность, со временем. На рис. 13.32 показан примерный вид этой кривой.

По горизонтальной оси отложены часы испытания, по вертикальной — процент ламп, выдержавших испытание в течение данного времени. Партия ламп считается выдержавшей испытание на долговечность, если по окончании указанного в нормах времени T (например, 500 ч) заданный процент испытанных ламп (обычно не менее 90÷95 %) сохранит контролируемые параметры в пределах, определённых критерием годности. Таким образом, в данном случае средний срок службы ламп остаётся неизвестным, но имеется определённая гарантия, что достаточно большой процент ламп способен проработать заданное время T . Как правило, фактически средний срок службы ламп оказывается значительно больше, чем время испытания на долговечность T . Так, например, для многих наших ламп, имеющих время испытания на долговечность 500 ч, средняя долговечность составляет несколько тысяч часов.

Заметим, что «кривая горения» представляет собой не что иное, как интегральную форму функции распределения ламп по сроку службы, в то время как характеристика распределения ламп по долговечности (рис. 13.31) представляет собой дифференциальную форму этой зависимости. Таким образом, оба метода в сущности взаимосвязаны, однако метод «кривой горения» не требует знания вида всей кривой и позволяет проводить испыта-

ния ламп на долговечность в более короткие сроки, благодаря чему он и получил широкое распространение.

При практическом использовании электронных ламп требования к их долговечности могут существенно различаться в зависимости от типа аппаратуры, в которой они применяются. В связи с этим в настоящее время электровакуумная промышленность выпускает лампы, рассчитанные на различный срок службы, начиная от нескольких часов и кончая сотнями тысяч часов.

Лампы с большим сроком службы — в 100—200 тыс. ч принципиально ничем не отличаются от обычных ламп, имеющих срок службы 1000—5000 ч. Повышение срока службы у них достигается применением особо чистых и однородных исходных материалов при изготовлении, использованием надёжных конструкций, высококачественными монтажом и откачкой воздуха, высокой культурой всего электровакуумного производства в целом, тщательным контролем на всех стадиях производства, применением особых методов тренировки и испытания готовых ламп и, наконец, применением облегчённых и регулярно контролируемых режимов работы ламп в аппаратуре.

Особо долговечные лампы обходятся в производстве значительно дороже, чем обычные. Поэтому применяют их в аппаратуре только в случае крайней необходимости.

Следует отметить, что постепенно техника производства особо долговечных ламп переносится по мере накопления опыта и на обычные лампы. В настоящее время в связи с общим повышением культуры электровакуумного производства долговечность электронных ламп стала значительно выше по сравнению с уровнем 30-х — 40-х годов.

Надёжность электронных ламп

Кроме срока службы, или долговечности, важным параметром электронных ламп является их *надёжность*. Надёжность лампы характеризуется вероятностью того, что она будет удовлетворительно работать в течение заданного времени при нормальных для данной лампы условиях эксплуатации.

Надёжность является важнейшим параметром ламп при использовании их в такой аппаратуре, в которой внезапный выход лампы из строя во время работы аппаратуры может привести к катастрофическим последствиям. В настоящее время электровакуумная промышленность не гарантирует индивидуальную долговечность электровакуумных приборов. Даже при большом среднем сроке службы данного типа ламп есть вероятность, что тот или иной экземпляр лампы выйдет из строя по истечении сравнительно короткого времени. Поэтому надёжность современных электронных ламп не является стопроцентной.

Для оценки надёжности электронных ламп обычно используют «кривую горения» (рис. 13.32). Пусть, например, установлено,

что заданный срок службы T выдержало 90% ламп в контрольной партии. Тогда, полагая, что характеристика выхода из строя для большого количества одинаковых приборов имеет непосредственную связь с вероятностью отказа в работе одного случайно выбранного прибора, можем считать, что надёжность данного типа ламп равна 90%, или 0,9. При этом, однако, необходимо иметь в виду, что это число характеризует лишь стендовую надёжность и даёт лишь предельное значение надёжности лампы в эксплуатационных условиях, так как при испытании ламп на долговечность обычно не учитываются в полной мере такие дополнительные факторы, как случайный перекал, частые включения и выключения, механические и климатические влияния, нарушения эксплуатационных режимов. Реальное значение эксплуатационной надёжности во многих случаях может быть ниже величины, полученной по кривой горения.

Между надёжностью и долговечностью электронных ламп существует определённая зависимость — более долговечные лампы являются, вообще говоря, и более надёжными, если только условия эксплуатации их являются допустимыми. Однако, как показали исследования, одновременное повышение долговечности и надёжности не является необходимым. В течение первой тысячи часов лампы выходят из строя главным образом по механическим причинам, тогда как на следующих этапах начинают сказываться такие факторы, как качество катода, качество обезгаживания и др. Поэтому при конструировании и изготовлении надёжных ламп с меньшим сроком службы требуется меньший комплекс мероприятий, чем для надёжных ламп с большим сроком службы.

Надёжность ряда современных типов приёмно-усилительных ламп может быть охарактеризована величиной 99,9% при сроке службы 500 ч и 98% при сроке службы в $5 \div 10$ тыс. ч.

МОЩНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ

§ 14.1. Общие сведения о мощных лампах

*Применение электронных ламп
для генерирования колебаний*

В ламповых радиопередатчиках и в других устройствах, где от лампового генератора требуется большая мощность, применяются специальные *генераторные лампы* — триоды, тетроды и пентоды. По принципу действия эти лампы не отличаются от приёмно-усилительных, но по конструкции и по геометрическим размерам генераторные лампы часто совсем не похожи на приёмно-усилительные. Это различие вызвано особыми требованиями, которые предъявляются к лампам, работающим в радиопередатчиках и в других мощных радиоэлектронных устройствах. Для лучшего уяснения этих требований рассмотрим в общих чертах принцип работы ламповых генераторов.

Простейшая схема лампового генератора показана на рис. 14.1. В анодную цепь включён колебательный контур, состоящий из катушки с коэффициентом самоиндукции L и конденсатора ёмкостью C . На сетку лампы подаётся переменное напряжение с частотой, равной частоте собственных колебаний контура LC , т. е. $f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$. Такой генератор называется генератором с

внешним возбуждением, так как переменное напряжение, подаваемое на сетку (напряжение возбуждения), берётся от другого постороннего генератора, называемого возбуждителем, или задающим генератором¹⁾. Под действием переменного напряжения на сетке анодный ток будет изменяться (пульсировать) с частотой f_0 . Контур LC представляет весьма малое сопротивление для постоянной составляющей анод-

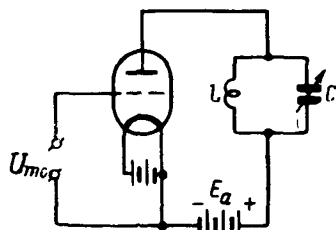


Рис 14.1

¹⁾ В задающих генераторах используются схемы с самовозбуждением, в которых необходимое для работы генератора переменное напряжение сетки берётся с анодного колебательного контура этого же генератора. Одна из схем генераторов с самовозбуждением была рассмотрена нами в гл. 13 (рис. 13.12).

ного тока (активное сопротивление r катушки мало), но для переменной составляющей вследствие получающегося в контуре режима резонанса токов эквивалентное сопротивление контура R_s велико. Из теории переменного тока известно, что это сопротивление на резонансной частоте ω_0 имеет чисто активный характер и выражается через параметры контура ф-лой

$$R_s = \frac{\omega_0^2 L^2}{r} = \frac{L}{rC} = \frac{Q}{\omega_0 C}. \quad (14.1)$$

Амплитуда переменного напряжения на зажимах контура равна $U_{mk} = I_{ma} R_s$, где I_{ma} — амплитуда переменной составляющей анодного тока.

Полезная мощность, выделяемая колебательным током в контуре, равна

$$P_k = \frac{1}{2} I_{ma}^2 R_s = \frac{1}{2} I_{ma} U_{mk}. \quad (14.2)$$

На рис. 14.2 показаны кривые изменения во времени напряжений на сетке u_c , на контуре u_k и на аноде u_a . Когда колеба-

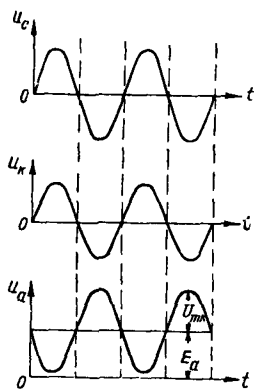


Рис. 14.2

ний нет (или когда переменная составляющая анодного тока проходит через нулевое значение), потеря напряжения на контуре, обусловленная постоянной составляющей анодного тока и равная $I_{a0} r$, очень мала и практически всё напряжение анодной батареи действует на аноде ($U_a \approx E_a$). При колебаниях анодного тока на контуре создаётся переменное напряжение с амплитудой U_{mk} и это вызывает колебание анодного напряжения. Когда анодный ток увеличивается и растёт падение напряжения на контуре, напряжение на аноде уменьшается, при уменьшении I_a анодное напряжение увеличивается. Следовательно, анодное напряжение пульсирует и переменная со-

ставляющая его по величине равна переменному напряжению на контуре $U_{ma} = U_{mk}$, а по фазе противоположна ему. Интересно отметить, что в продолжение отрицательных полупериодов переменного напряжения на сетке, когда анодный ток уменьшается по сравнению со значением I_{a0} , напряжение на аноде, увеличиваясь, делается больше напряжения анодной батареи; это происходит за счёт напряжений на индуктивности и ёмкости, возникающих в контуре и направленных в течение этого полупериода в одну сторону с напряжением E_a .

Сравнивая схему лампового генератора с внешним возбуждением с рассмотренной в гл. 11 схемой лампового усилителя вы-

сокой частоты (рис. 11.21), мы убеждаемся, что внешне они весьма похожи. Однако схема на рис. 11.21 предназначена для усиления *напряжения* высокой частоты, в то время как ламповый генератор с внешним возбуждением является по своему назначению усилителем *мощности* высокой частоты.

В связи с этим для генераторных ламп выбирается иной, чем для приёмно-усилительных ламп, рабочий режим. Режим усиления класса *A*, характерный для приёмно-усилительных ламп, в данном случае невыгоден, так как он даёт весьма низкий кпд, который при большой мощности является параметром первостепенной важности. Поэтому в генераторных лампах находят широкое применение режимы работы «с отсечкой» анодного тока, обеспечивающие более высокий кпд, например, режим усиления класса *B*, рассмотренный в § 10.6 (рис. 10.13).

Так как для получения большей мощности, зависящей от амплитуды колебаний анодного тока, необходимо использовать анодный ток лампы вплоть до предельно допустимой величины его, то при работе лампового генератора мгновенное напряжение на сетке должно доходить до больших положительных значений, что приводит к работе генераторной лампы с большими сеточными токами. В силу указанных обстоятельств

типичное семейство анодных характеристик генераторной лампы (рис. 14.3) в отличие от анодного семейства усилительных ламп состоит из характеристик анодного тока, снятых как при отрицательных, так и положительных напряжениях на сетке, и должно дополняться соответствующими ха-

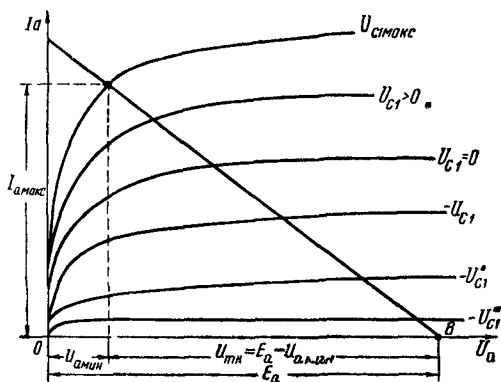


Рис. 14.3

рактеристиками сеточных токов, необходимыми для полного расчёта рабочего режима генераторной лампы.

Колебательный контур генератора, включённый в анодную цепь, при резонансной частоте представляет собой чисто активное сопротивление, поэтому динамическая характеристика на анодном семействе будет прямой линией, проходящей через точку $U_a = E_a$ на оси абсцисс. На рис. 14.3 показана такая характеристика, по которой можно подсчитать полезную мощность генераторной лампы. Для такого подсчёта примем, что лампа работает в режиме класса *B*; отрицательное напряжение смещения E_{c1} , необходимое для установления этого режима, равно запирающему напряжению управляющей сетки при $U_a = E_a$.

Наибольшее мгновенное значение анодного тока (импульс тока $I_{a \text{ макс}}$) определяется по характеристике с положительным $U_{c1 \text{ макс}}$. Наиболее выгодной точкой для $I_{a \text{ макс}}$ обычно является точка перегиба характеристики из крутого начального участка её (режим возврата) в пологий участок режима прямого перехвата (рис. 14.3).

Разность напряжений $(E_a - U_{a \text{ мин}})$ равняется амплитуде переменного напряжения на нагрузочном контуре $U_{тк}$. Так как в режиме *В* амплитуда первой гармоники разложения однополупериодных импульсов анодного тока равна $I_{та} = \frac{1}{2} I_{a \text{ макс}}$, то полезная мощность, отдаваемая лампой, равна

$$P_k = \frac{1}{2} I_{та} U_{тк} = \frac{1}{4} I_{a \text{ макс}} (E_a - U_{a \text{ мин}}). \quad (14.3)$$

Обозначим отношение $\frac{U_{тк}}{E_a} = \frac{E_a - U_{a \text{ мин}}}{E_a} = \xi$ и назовём его коэффициентом использования анодного напряжения. Тогда

$$P_k = \frac{\xi}{4} I_{a \text{ макс}} E_a. \quad (14.4)$$

Необходимая амплитуда переменного напряжения на сетке (амплитуда возбуждения) равна

$$U_{тс1} = U_{c1 \text{ макс}} + |E_{c1}|. \quad (14.5)$$

Необходимое сопротивление нагрузочного контура определяется по формуле

$$R_a = \frac{U_{тк}}{I_{та}} = 2 \frac{E_a - U_{a \text{ мин}}}{I_{a \text{ макс}}}. \quad (14.6)$$

Как показывает ф-ла (14.4), большую колебательную мощность P_k можно получить лишь от тех ламп, которые способны пропускать значительные анодные токи и работать при высоких анодных напряжениях. Отсюда вытекают первые два основных требования, предъявляемые к генераторным лампам:

1. В генераторных лампах должны применяться катоды, способные давать большие эмиссионные токи.

2. Генераторные лампы должны иметь высоковольтную конструкцию, обеспечивающую работу при повышенных анодных напряжениях.

Третье основное требование заключается в том, что анод генераторной лампы должен рассеивать определённую достаточно большую мощность P_a .

Бесполезно теряемая мощность в основном рассеивается на аноде лампы и полная мощность, расходуемая источником анодного напряжения, приблизительно равна

$$P_0 = P_k + P_a. \quad (14.7)$$

Поэтому коэффициент полезного действия лампового генератора определяется выражением

$$\eta = \frac{P_k}{P_k + P_a}. \quad (14.8)$$

В применяемых на практике схемах ламповых генераторов величина η составляет от 50% (в маломощных генераторах) до 65 ÷ 70% (в генераторах большой мощности). Следовательно, во время работы генератора на аноде генераторной лампы неизбежно будет рассеиваться мощность, равная от P_k до $\frac{1}{2}P_k$, и если требуется получить большую величину мощности P_k , то необходимо, чтобы аноды ламп позволяли рассеивать соответственно большие мощности P_a .

По существу предельная допустимая мощность $P_{a \text{ макс}}$ (§ 7.3) определяет и величину полезной колебательной мощности P_k , которую можно получить от данной лампы. Поэтому принято следующим образом классифицировать генераторные лампы по мощности.

1. Генераторные лампы *малой* мощности ($P_{a \text{ макс}} < 20 \text{ вт}$). Эти лампы по своей конструкции и внешнему виду мало отличаются от приёмно-усилительных ламп (усилителей мощности) и, как правило, имеют ту же маркировку, что и приёмно-усилительные лампы.

2. Генераторные лампы *средней* мощности ($P_{a \text{ макс}}$ от 20 вт до 1 кВт). Эти лампы по своей конструкции уже существенно отличаются от приёмно-усилительных, но аноды их имеют, как правило, естественное (лучистое) охлаждение.

3. *Мощные* генераторные лампы ($P_{a \text{ макс}} > 1 \text{ кВт}$). Эти лампы работают при наиболее высоких анодных напряжениях (до 12 ÷ 20 кВ) и имеют, как правило, аноды с принудительным водяным или воздушным охлаждением.

В тех случаях, когда существенным является уменьшение геометрических размеров электродов (например, в лампах для сверхвысоких частот), принудительное воздушное охлаждение анодов применяют и в генераторных лампах средней мощности.

Особенности конструкции генераторных ламп

Катоды в маломощных генераторных лампах и частично в лампах средней мощности применяются оксидные, как наиболее эффективные. Однако при анодных напряжениях выше 1,5 ÷ 2 кВ опасность ионизации остатков газа в лампе сильно возрастает и оксидные катоды, подвергаемые бомбардировке положительными ионами, быстро дезактивируются. Поэтому в генераторных лампах, рассчитанных на более высокие анодные

напряжения, приходится применять менее эффективные, но более стойкие катоды — плёночные (обычно торированные карбидированные) или даже вольфрамовые.

Сетки генераторных ламп изготавливаются из молибденовой или вольфрамовой проволоки. Их поверхность охлаждения должна быть рассчитана на ту мощность, которая выделяется на сетках в рабочем колебательном режиме. В процессе работы генератора напряжение анода колеблется и токи в цепях сеток могут достигать весьма больших значений в те моменты, когда напряжение на сетке достигает наибольшего положительного значения, а разность потенциалов между анодом и катодом имеет минимальную величину. Особо следует отметить недопустимость перегрева управляющей сетки, которая получает значительный дополнительный подогрев от катода. При нагреве эта сетка может эмитировать электроны, и в её цепи будет протекать ток обратного направления, вызывающий нарушение нормальной работы лампового генератора. Поэтому первую сетку нельзя ставить к катоду очень близко, как это было бы желательно для увеличения крутизны характеристики S . Для уменьшения динатронного эффекта и термоэлектронной эмиссии с сетки принимают следующие меры. В лампах с оксидным катодом сетки покрывают тонким слоем золота в лампах средней и большой мощности (с плёночными катодами) сетки покрывают тонким слоем циркония или карбида вольфрама, причём на последний иногда наносят ещё слой платины.

Аноды генераторных ламп делают в маломощных лампах из никеля или алюминированного железа; в генераторных лампах средней мощности аноды изготавливают из никеля, молибдена, тантала или графита. Металлические аноды обычно покрывают тонким слоем циркония или титана, благодаря чему увеличивается лучеиспускательная способность анода и одновременно облегчается поддержание высокого вакуума в лампе. Объясняется это тем, что цирконий и титан не только повышают лучеиспускательную способность анода, но также обладают свойством поглощать остаточные газы. Максимальная температура нагрева анодов в лампах с оксидными катодами допускается не выше 650°K чтобы избежать вредного подогрева катода анодом.

Лампы с естественным охлаждением строятся на полезную мощность до $1,5 \div 2$ кВт при рассеянии на аноде (с учётом мощности накала) до 1 кВт. При увеличении полезной мощности увеличивается и мощность, рассеиваемая анодом и катодом, что приводит к трудностям практического осуществления размеров анода и баллона лампы. Простой пример подтверждает это. В лампе с полезной мощностью 20 кВт должно быть рассеяно на аноде с учётом мощности накала свыше 10 кВт (при коэффициенте полезного действия $\eta = 70\%$). Анод из молибдена должен иметь для этого поверхность не менее 2000 см^2 , т. е. может быть сделан в виде цилиндра длиной 40 см и диаметром

16 см. Стекланный баллон этой лампы должен обладать поверхностью не менее $20\,000\text{ см}^2$, что при сферической форме даёт диаметр баллона порядка 0,8 м. Ясно, что такая конструкция трудно осуществима и непрактична. Применение параллельного включения нескольких ламп меньшей мощности для получения мощного генератора, во-первых, оказывается невыгодным из-за большой стоимости такого числа ламп и, во-вторых, создаёт большие ёмкости между соединёнными параллельно анодами и сетками всех ламп, что недопустимо в коротковолновых генераторах и весьма усложняет работу длинноволновых. Только *искусственное охлаждение анода* (водяное или воздушное) позволяет строить в настоящее время лампы с полезной мощностью до тысячи киловатт.

Первые в мире мощные лампы с *водяным охлаждением* были построены М. А. Бонч-Бруевичем в Нижегородской радиолаборатории в 1920—1922 гг. Изготовленные им в 1923 г. 25-киловаттные лампы послужили образцом для дальнейших разработок отечественной и иностранной вакуумной техники.

Материалом анода в таких лампах служит медь, обладающая хорошей теплопроводностью. Анод делается в виде цилиндра, закрытого с одного конца и приваренного другим, открытым концом к стеклянному баллону (рис. 14.4). Сетка и катод укреплены на ножке лампы и входят внутрь цилиндра анода. Анод, являющийся таким образом, одновременно и баллоном лампы, помещается в специальный кожух, внутри которого протекает охлаждающая вода. Ответственным местом в такой лампе является место соединения медного анода со стеклом. Надёжные спаи получаются при сваривании стекла с высокохромистой сталью или сплавом железа, никеля и кобальта (коваром). Поэтому часто применяют этот спай со стеклом, а затем уже сваривают ковар с медным анодом. В современных мощных генераторных лампах вместо стеклянных применяются также *керамические* баллоны и соответственно спаи керамики с металлом.

Рассеиваемая на аноде мощность отводится протекающей водой и, следовательно, температура анода будет зависеть от скорости движения воды. По существующим техническим нормам на 1 квт мощности, рассеиваемой анодом, около поверхности анода должно протекать от 0,5 до 1,2 л воды в минуту. При такой скорости воды температура анода в средней, наиболее нагреваемой части его, достигает $90 \div 120^\circ\text{C}$. В верхней части анода, где он спаян со стеклом баллона, его температура меньше и не должна превышать 60°C . Чтобы это осуществить, применяют обдув баллона лампы воздухом в дополнение к водяному охлаждению анода.

Разность между температурой воды, уходящей из бака охлаждения, и температурой входящей воды берётся обычно от 10 до 20°C . Вообще повышение температуры и скорость движения

охлаждающей воды связаны с мощностью, рассеиваемой на аноде, уравнением

$$(t_2^\circ - t_1^\circ) \frac{v}{60} = 0,24 P_a \quad (14.9)$$

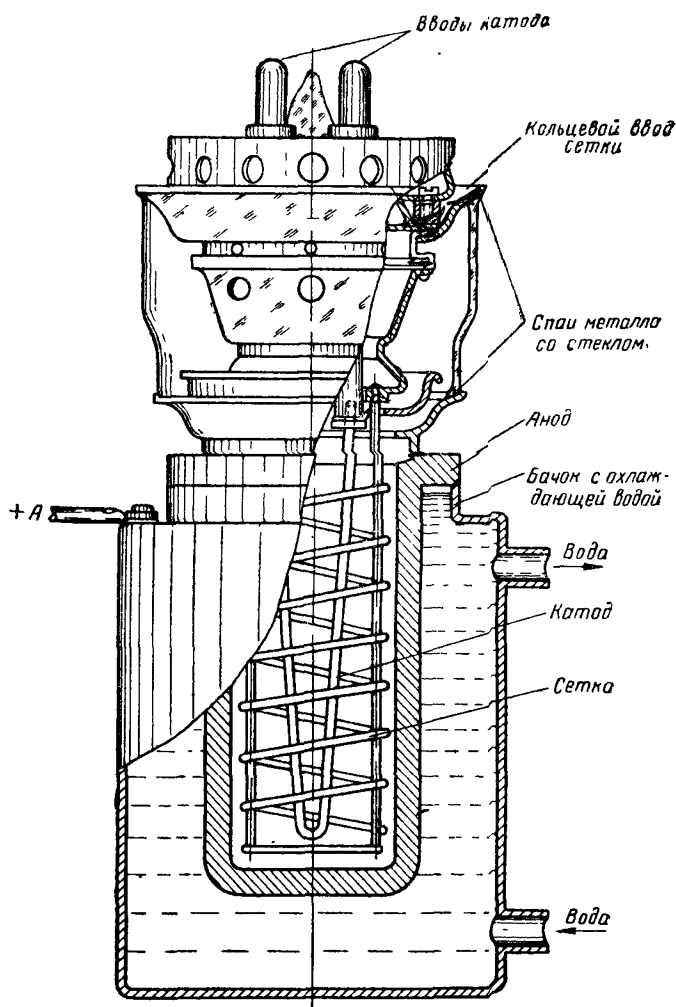


Рис. 14.4

где t_1° — температура входящей воды, t_2° — температура уходящей воды, v — скорость воды, $\frac{\text{л}}{\text{мин}}$ и P_a — мощность, рассеиваемая на аноде, кВт.

При предельной рассеиваемой мощности с каждого квадратного сантиметра поверхности анода отводится $20 \div 30$ вт. Увеличивая скорость воды и улучшая условия обтекания водой поверхности анода, можно повысить мощность рассеяния на аноде без его опасного перегрева.

Для охлаждения анодов мощных ламп должны применяться дистиллированная вода, чтобы на аноде не образовывалась накипь (отложения солей), сильно ухудшающая теплоотдачу со стенок анода. Дистиллированная вода прогоняется при помощи насосов в замкнутой системе трубопроводов и, в свою очередь, охлаждается в специальных змеевиках обыкновенной проточной водой.

Сложность и высокая стоимость установок водяного охлаждения для мощных ламп вызвали разработку и применение ламп с принудительным воздушным охлаждением¹⁾. Конструкция самих ламп с воздушным охлаждением такая же, как и при водяном охлаждении. Для увеличения поверхности охлаждения медного анода лампы к нему присоединяют радиально расположенные медные или алюминиевые ребра, составляющие в целом систему радиатора с очень большой поверхностью. Лампа с радиатором (рис. 14.5) помещается в металлический цилиндрический кожух, с нижним концом которого соединяется мощный вентилятор или воздуходувка. Поток воздуха, создаваемый воздуходувкой, проходит внутри кожуха между пластинами радиатора и, нагреваясь от них, отводит тепло с анода лампы.

Величина мощности, переходящей от радиатора к воздушному потоку, зависит от поверхности охлаждения Q_0 , равной сумме поверхностей каналов радиатора, от разности температуры радиатора t_p и средней температуры воздуха t_{cp} и от коэффициента теплопередачи α

$$P = \alpha Q_0 (t_p^\circ - t_{cp}^\circ). \quad (14.10)$$

Коэффициент теплопередачи α зависит от скорости движения воздуха v (рис. 14.6).

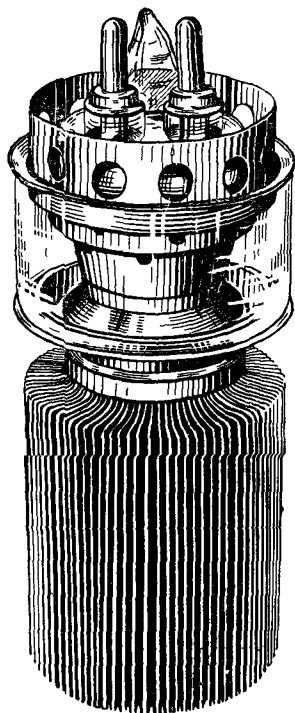


Рис. 14.5

¹⁾ Первые конструкции мощных генераторных ламп с воздушным охлаждением анода предложены П. А. Остряковым в 1932—1933 гг.

Если учесть зависимость средней температуры воздуха, проходящего в радиаторе, от скорости его движения, то для мощности, отводимой воздушным потоком от анода, получается такое выражение

$$P_a = \frac{\alpha Q_0 (t_p^\circ - t_{cp}^\circ)}{1 + 5,1 (273^\circ + t_0^\circ) \frac{\alpha Q_0}{V}}, \quad (14.11)$$

где через t_0° обозначена температура входящего в радиатор воздуха, а через V — расход воздуха в $\text{м}^3/\text{час}$.

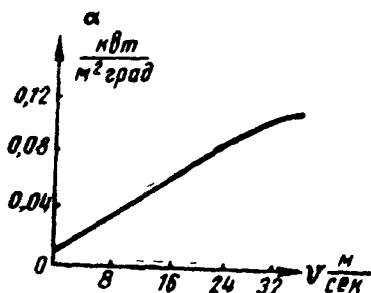


Рис 14.6

Большие по размерам электроды генераторных ламп требуют специального крепления при помощи системы траверс и изоляторов. Для уменьшения диэлектрических потерь в переменных электрических полях высокой частоты, создающихся между электродами, последние монтируются не на стекле, а на специальных изоляторах. В малых лампах для этого используется слюда, в больших лампах применяются изоляторы из спе-

циальной керамики, обладающей малыми диэлектрическими потерями.

Вследствие сильного нагрева генераторных ламп во время работы и сильных электрических полей, создаваемых в стекле баллона между выводами электродов с большой разностью переменных потенциалов, в генераторных лампах должно применяться высококачественное стекло с большой термостойкостью и с малыми диэлектрическими потерями.

Снятие характеристик генераторных ламп

Особенностью экспериментально получаемых характеристик генераторных ламп по сравнению с усилительными лампами является то, что при снятии характеристик генераторных ламп по точкам в режиме постоянного тока при увеличении анодного тока обычно не удаётся дойти до значения $I_{a \text{ макс}}$ из-за сильного разогрева анода.

Для снятия полного семейства характеристик генераторных ламп пользуются специальными измерительными схемами, в которых напряжения на анод и сетки испытуемой лампы подаются кратковременно. В течение этих небольших промежутков времени, при которых электроды не успевают перегреваться, измеряют токи в анодной и сеточных цепях лампы. Примером

может служить схема для снятия характеристик генераторных ламп на переменном токе, приведённая на рис. 14.7. На анод, экранирующую и управляющую сетки испытуемой лампы пода-

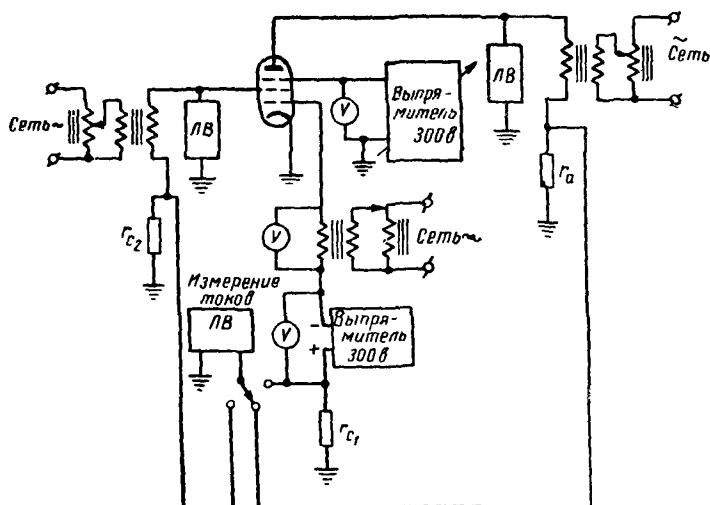


Рис. 14.7

ются переменные напряжения со вторичных обмоток соответствующих трансформаторов. Регулировка этих напряжений осуществляется при помощи автотрансформаторов, включённых в цепи первичных обмоток. При необходимости работы с отрицательным смещением на управляющую сетку от выпрямителя подаётся постоянное отрицательное напряжение, регулируемое при помощи потенциометра. На третью сетку постоянное напряжение любой полярности подаётся от отдельного выпрямителя.

Переменные напряжения на электродах имеют одну и ту же фазу, поэтому в момент, когда напряжения всех электродов проходят через положительные амплитудные значения, токи всех электродов имеют также максимальные значения. Таким образом, подавая переменные напряжения на электроды испытуемой лампы и измеряя амплитудные значения этих напряжений и максимальные значения соответствующих токов, мы получаем те же точки статических характеристик, как и при испытании на постоянном токе, но при этом уменьшается мощность, выделяющаяся на электродах лампы. Расчёт показывает, что в рассматриваемой схеме тепловая нагрузка электродов приблизительно в четыре раза меньше, чем в схеме постоянного тока. Это обстоятельство и позволяет производить с помощью схемы

переменного тока достаточно полное исследование характеристик генераторных ламп. Переменные напряжения на аноде и экранирующей сетке измеряются с помощью амплитудных ламповых вольтметров (*ЛВ*), а на управляющей сетке— при помощи купроксного вольтметра, проградуированного в амплитудных значениях напряжения. Максимальные значения токов I_a , I_{c2} и I_{c1} измеряют с помощью амплитудного лампового вольтметра по падению напряжения на калиброванных сопротивлениях r_a , r_{c2} и r_{c1} , включённых в цепи соответствующих электродов.

При снятии характеристик генераторных ламп следует иметь в виду, что наибольшая нагрузка на экранирующую сетку имеет место при самых малых анодных напряжениях, когда ток I_{c2} становится значительным (режим возврата электронов к экранирующей сетке).

§ 14.2. Типы мощных ламп

Генераторные пентоды и тетроды

Наиболее распространённым типом генераторных ламп малой и средней мощности являются пентоды. Эти лампы не имеют недостатков триодов и тетродов, известных из гл. 8÷11. Основные достоинства пентодов при применении их в радиопередающих устройствах следующие:

1. Большой коэффициент использования анодного напряжения ξ , доходящий в пентодах до значений $\xi = 0,90 \div 0,95$. Как показывает ф-ла (14.4), благодаря этому можно получить от лампы большую полезную мощность P_k .

2. Большая величина коэффициента усиления μ , легко получаемая благодаря наличию трёх сеток, и хорошие значения других параметров (S , R_i). Вследствие большого коэффициента усиления пентода в нём требуется (сравнительно с триодами) значительно меньшая амплитуда переменного напряжения на управляющую сетку (напряжение возбуждения), что позволяет применить возбудитель меньшей мощности и уменьшить число ступеней усиления мощности в передатчике.

3. Незначительная проходная ёмкость C_{ac1} —примерно на два порядка меньшая, чем в триодах аналогичной конструкции. Через сравнительно большую ёмкость между анодом и сеткой в триодах переменные токи высокой частоты могут легко проходить как из анодной цепи в цепь сетки, что приводит к самовозбуждению усилительной ступени, так и из цепи сетки от возбудителя в анодную цепь, что создаёт большую и ненужную трату мощности возбудителя. Применение в усилительных ступенях передатчика генераторных ламп с экранирующей сеткой обеспечивает более устойчивую работу передатчика.

4. Отсутствие динатронного эффекта (наблюдавшегося в тетрадах).

5. Возможность использования защитной сетки в качестве второй управляющей (модуляторной). При использовании третьей сетки в качестве модуляторной генераторный пентод будет работать как лампа с двойным управлением (§ 13.1): первая сетка изменяет анодный ток по высокой частоте, третья сетка — по звуковой частоте.

В генераторных пентодах для целей управления анодным током третья сетка делается гуще, чем защитная сетка в усилительных пентодах. Вследствие неравномерности распределения потенциала в плоскости витков этой густой сетки, когда она соединена с катодом и потенциал её $U_{c3} = 0$, анодная характеристика пентода $I_a = f(U_a)$ имеет не очень крутой начальный участок и плавно переходит в пологую часть, т. е. сильно отличается от характеристики идеального пентода. Опыт показывает, что при подаче на третью сетку небольшого положительного напряжения распределение потенциала в плоскости третьей сетки делается более равномерным и характеристика $I_a = f(U_a)$ значительно улучшается; начальный участок её при малых U_a идёт круче и кривая при меньшем значении анодного напряжения более резко переходит в пологую часть. На рис. 14.8 показаны характеристики одного из генераторных пентодов, снятые при $U_{c3} = 0$ (пунктирные кривые) и при $U_{c3} = +50$ в (сплошные кривые). Последние характеристики, более близкие к идеальным, позволяют в большей степени использовать анодное напряжение, не уменьшая амплитуды импульса анодного тока $I_{a \max}$, по сравнению с пунктирными кривыми, как это показано на графике. Следует также отметить, что при $U_{c3} > 0$ резкое увеличение анодного тока при малых U_a сопровождается таким же резким уменьшением токов экранирующей и управляющей сеток, вследствие чего потери в цепях этих сеток при рабочем режиме уменьшаются.

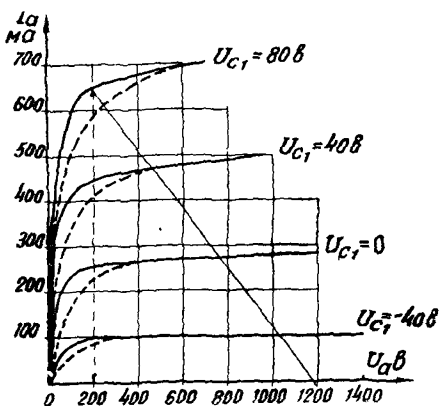


Рис. 14.8

Нашей промышленностью разработано и выпускается несколько типов генераторных пентодов с мощностью рассеяния на аноде от 1 до 500 вт. Параметры и режимы питания их указаны в табл. 14.1. Как видно из таблицы, генераторные пентоды могут быть применены не только на высоких частотах, но и в

длинноволновой части метрового диапазона волн Конструкция одного из генераторных пентодов (типа ГУ-50) показана на рис. 14.9. Здесь 1 — газопоглотитель (getter); 2 — экраны; 3, 9 — слюда; 4 — катод; 5 — управляющая сетка; 6 — экранирующая сетка; 7 — защитная сетка; 8 — анод; 10 — экраны. Лампа имеет плоское штампованное дно, в которое впаяны штырьки — короткие и по возможности разнесённые электродные выводы, цоколя в лампе нет; внутри лампы имеется ряд электростатических экранов. Предельная рабочая длина волны этой лампы равна 2,5 м.

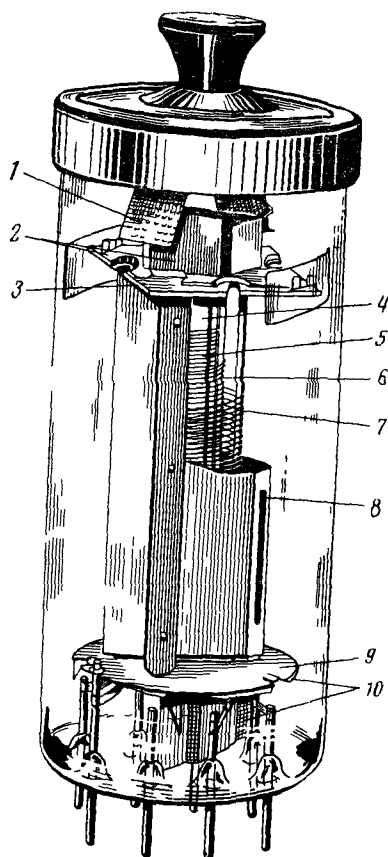


Рис 14.9

Наряду с пентодами в радиопередающих и других мощных электронных устройствах находят применение также генераторные *лучевые тетроды*. По своим характеристикам и параметрам генераторные лучевые тетроды близки к генераторным пентодам. Среди ламп, данные которых приведены в табл. 14.1, лучевыми тетродами являются лампы ГУ-13 и Г-807. В коротковолновой части диапазона метровых волн генераторные лучевые тетроды (специальной конструкции) применяются весьма широко (§ 14.3).

В *тетродных конструкциях* мощных ламп с принудительным водяным или воздушным охлаждением анодов динаatronный эффект подавляется полем электронного пространственного заряда между экранирующей сеткой и анодом. Для охлаждения экранирующей сетки в таких генера-

торных тетродах принимаются особые меры, например, усиленный отвод тепла от места присоединения держателей сетки, чернение внутренней поверхности медного анода и др

В табл. 14.1 приведены данные некоторых тетродов с принудительным охлаждением, выпускаемых нашей промышленностью, — однокиловаттных ГУ-27А, ГУ-27Б и 10-киловаттных ГУ-28А, ГУ-28Б (буквой А обозначаются лампы с водяным охлаждением, буквой Б — с воздушным).

Таблица 14 1

Наименование типа	Полезная мощность	Предельная частота, МГц	$P_{a \text{ макс}}$ вт	U_n в	I_n а	E_n в	U_{c2} в	S ма/в	$C_{вх}$ пф	$C_{вых}$ пф	$C_{прор}$ пф
1П5Б	1 вт	250	1,5	1,2	0,125	150	120	1,75	3,75	2,2	0,008
2П29П	1 »	120	1	2,2	0,11	120	45	1,7	4,85	2	0,015
2П29Л	1,2 »	120	2	2,2	0,122	160	120	1,9	4,3	5,5	0,055
1П24Б	2 »	100	2,5	1,2	0,24	300	200	2,7	6,6	3,3	0,005
4П1Л	4,2 »	100	7,5	4,2	0,325	150	150	6	8,5	9,4	0,1
12П17Л	4,4 »	120	7,5	12,6	0,325	150	150	7	10	8,5	0,05
ГУ-15	12 »	60	15	4,4	0,68	350	200	4,7	10,5	12,5	0,16
Г-807	33 »	60	20	6,3	0,9	600	300	5,9	12	7	0,25
ГУ-50	60 »	120	40	12,6	0,665	800	250	4	14	9,15	0,1
ГУ-13	200 »	30	100	10	5	2 000	400	4	16,25	14	0,25
ГУ-72	300 »	40	150	20	3	1 500	400	4,2	18	17	0,15
ГУ-80, ГУ-81	750 »	50	450	12,6	10,5	2 000	600	5,5	28,5	22,5	0,1
ГУ-27А	1 кВт	110	2 000	7,5	25	3 500	900	7	25	17	0,21
ГУ-27Б	1 »	110	800	7,5	25	3 500	800	7	21	13	0,18
ГУ-28А	10 »	24	8 000	6,3	98	10 000	2000	20	60	30	0,55
ГУ-28Б	10 »	30	6 000	6,3	98	10 000	2000	20	60	30	0,55

Генераторные триоды

Так как при конструировании мощных ламп с принудительным охлаждением встречаются большие затруднения с отводом тепла от сеток (особенно от экранирующей), большинство мощных ламп имеет триодную конструкцию. Наиболее мощные триоды с водяным охлаждением изготавливают на полезную мощность до 500 кВт, а с воздушным — до 100 кВт.

Основные данные некоторых мощных генераторных триодов, выпускаемых в СССР, приведены в табл. 14 2 Все указанные в таблице лампы имеют торированный карбидированный катод

Как видно из табл. 14.2, по предельной рабочей частоте мощные генераторные лампы можно разбить на следующие две группы: 1) коротковолновые — с предельной рабочей частотой 25 — 26 МГц и 2) ультракоротковолновые — с $f_{пред} = 100$ —

Таблица 14.2

Наименование типа	Полезная мощность, <i>квт</i>	Предельная частота, <i>Мгц</i>	Наибольшая мощность рассеяния анодом, <i>квт</i>	Ток эмиссии катода, <i>а</i>	U_n <i>в</i>	I_n <i>а</i>	E_a <i>кв</i>	S <i>ма/в</i>	μ —	$C_{пр}$ <i>пф</i>	$C_{вх}$ <i>пф</i>	$C_{вых}$ <i>пф</i>
ГК-5А	250	25	200	250	17	580	10	140	40	100	220	5
ГУ-23А	100	26	60	60	12	210	11	45	50	65	100	3
ГУ-23Б	100	26	50	60	12	210	12	45	55	65	100	2
ГУ-22А	30	26	20	30	8,3	150	10	27	48	45	55	1,5
ГУ-25Б	30	26	12	30	8,3	150	12	30	48	45	55	1,5
ГУ-21Б	15	26	10	30	8,3	150	9	30	48	45	55	1,5
ГУ-4А	10	100	20	30	8,3	145	6	30	50	35	40	1
ГУ-10А	15	26	10	15	7	75	8	20	50	34	40	1,5
ГУ-10Б	10	26	10	15	7	75	8	20	50	34	40	1,5
ГУ-5А	3,5	110	3,5	6	12,6	23	5	15	80	16	19	0,5
ГУ-5Б	3,5	110	2,5	6	12,6	23	5	15	80	16	19	0,5

— 110 *Мгц*. Лампы второй группы (рис. 14.10) не являются по своей конструкции и назначению специальными сверхвысокочастотными (такие лампы рассмотрены отдельно в § 14.3), но ряд

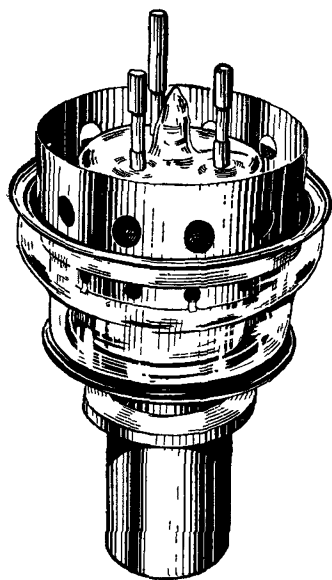


Рис. 14.10

конструктивных мер обеспечивает их работу и в диапазоне метровых волн. К числу этих мер относятся: применение плоского штампованного дна баллона с короткими стержневыми вводами электродов, впаянными в дно, кольцевой ввод сетки, обладающий минимальной индуктивностью и незначительным омическим сопротивлением

В мощных генераторных лампах независимо от вида охлаждения анода применяется дополнительно воздушное охлаждение (обдув) стеклянного баллона и ножки лампы во избежание их перегрева. Все виды охлаждения подаются до включения накала и прекращаются не ранее чем через 10 *мин* после выключения накала. Анодное и сеточное напряжения подают обязательно *после* включения накала, при

этом вначале включают отрицательное напряжение смещения на управляющую сетку, затем — постоянные положительные напряжения на анод и сетки и уже после этого — переменные напряжения на электроды. Выключают питающие напряжения в обратной последовательности или одновременно.

Накал катода нельзя включать сразу полностью, так как сопротивление катода в холодном состоянии много меньше, чем нагретого, и пусковой ток может во много раз превышать допустимый ток накала (§ 3.4). Например, у лампы ГК-5А сопротивление холодного катода составляет всего 0,003 ом, у лампы ГУ-5Б — 0,06 ом. Поэтому накал ламп обычно включают плавно или ступенями так, чтобы пусковой ток не превышал номинального значения более чем в 1,5 раза. Во время работы лампы напряжение накала не должно превышать номинального, а для вольфрамовых катодов рекомендуется снижение напряжения накала до 5%, что приводит к значительному увеличению срока службы катода. При накале катода постоянным током необходимо переполусовывать концы катода через каждые 200 ÷ 400 ч работы.

На работе катода вредно сказываются частые включения и выключения накала, поэтому при непродолжительных перерывах в работе лампы рекомендуется напряжение накала полностью не выключать, а лишь несколько снижать его величину.

Вследствие большого внутреннего объема и значительных габаритов электродов обезгаживание мощных генераторных ламп при их изготовлении затруднено. Поэтому во время длительных перерывов в работе или хранения на складах вакуум в этих лампах может заметно ухудшиться. Для восстановления высокого вакуума применяется специальная тренировка генераторных ламп, обычно называемая *жестчением*. Здесь используется то обстоятельство, что в ионизированном состоянии частицы газа поглощаются значительно лучше, чем в нейтральном. Поэтому, подавая небольшие напряжения на электроды и постепенно увеличивая их, можно восстановить высокий вакуум в лампе. Режимы жестчения подбираются экспериментально для каждого типа ламп. Чаще всего вначале включают нормальный накал, подают отрицательное смещение на управляющую сетку, а на анод — напряжение не больше половины номинального, через 5—10 мин напряжение анода повышают ступенями до номинального; если при этом появляется свечение газа из-за недостаточного вакуума, анодное напряжение снижают и затем опять постепенно повышают до тех пор, пока не установится хороший вакуум. После этого U_a повышают на 5—10% по сравнению с номинальным напряжением на 10 ÷ 15 мин. Ограничительное сопротивление в цепи анода лампы должно быть при этом в 3—5 раз больше номинального. В конце жестчения его величина снижается до номинальной. Отрицательное смещение на сетке

выбирается и регулируется, исходя из допустимых мощностей рассеяния на электродах; в процессе жестчения необходимо следить за их нагревом.

Мощные разборные лампы

Особую группу мощных ламп составляют разборные мощные генераторные лампы, в которых вместо стеклянного запаянного баллона применена разборная конструкция корпуса лампы. Такая конструкция позволяет сравнительно просто и быстро разбирать лампу на месте её эксплуатации, заменять в ней неисправные детали и обеспечивает таким образом очень большой срок службы дорогостоящих ламп мощных радиостанций. Увеличение долговечности, устранение необходимости непрерывно снабжать действующие радиостанции запасными лампами в сочетании с возможностью получения весьма большой мощности от одной лампы делают разборные лампы чрезвычайно выгодными в экономическом отношении и очень удобными для отдалённых районов нашей страны.

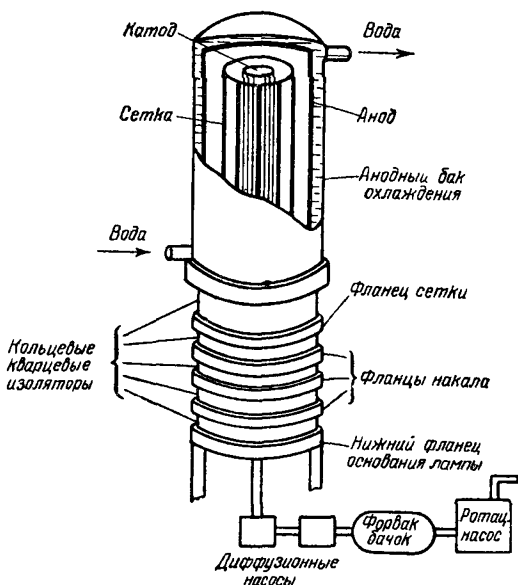


Рис 14 11

Первая конструкция мощной разборной лампы в СССР была разработана А. Л. Минцем и Н. И. Огановым в 1933—1934 гг., в последующие годы конструкции разборных ламп были значительно усовершенствованы в результате работ А. М. Кугушева и других; у нас изготовляют разборные лампы с мощностью рассеяния на аноде до 500 и больше киловатт.

Устройство одной из разборных ламп схематически показано на рис. 14.11. На металлическом основании (подставке) расположен нижний зазем-

лённый фланец; к этому фланцу прикреплена центральная вертикальная стойка с кольцом наверху, на котором закреплены верхние концы нити накала. Вольфрамовые нити накала (их несколько десятков) расположены по образующим цилиндра и своими нижними концами поочередно соединены с тремя фланцами накала, наложенными на нижний фланец и изолирован-

ными от него и друг от друга кварцевыми кольцами. К трём фланцам накала подводится трёхфазный ток. Сетка, изготовленная в виде «беличьего колеса» из молибденовых прутков, укреплена на своём металлическом фланце, изолированном от верхнего фланца накала кварцевым кольцевым изолятором. На сеточном фланце расположен ещё один кольцевой кварцевый изолятор, на который опирается медный анод, заключённый в кожух, внутри которого протекает охлаждающая вода.

Соприкасающиеся поверхности металлических фланцев и кварцевых изоляторов шлифованы друг к другу, чем достигается относительная герметичность их соединений. Для улучшения воздухопроницаемости этих соединений по окружности фланцев около каждого шлифа сделаны канавки, заполненные специальной мастикой. Чтобы мастика не расплавлялась от нагрева фланцев во время работы лампы, вдоль каждой канавки припаяна тонкая медная трубка, по которой протекает вода.

Для создания и поддержания в лампе при работе необходимого вакуума с лампой соединена вакуумная установка, состоящая из форвакуумного ротационного насоса и паромасляных диффузионных насосов высокого вакуума, обеспечивающих получение разрежения до 10^{-7} мм рт. ст. Диффузионные насосы работают непрерывно, ротационный же насос включается только по мере необходимости для поддержания нужного вакуума (10^{-4} мм рт. ст.) в специальном форвакуумном баке, включённом между ротационным и диффузионными насосами¹⁾.

Основными достоинствами описанной конструкции являются несложность операций по разборке и сборке лампы и хорошие электрические параметры последней. Большая полезная мощность разборной лампы позволяет заменить одной такой лампой несколько мощных ламп с водяным охлаждением обычной конструкции, что значительно улучшает электрические характеристики радиопередатчика, упрощает его схему и конструкцию, удешевляет стоимость его эксплуатации.

К недостаткам мощных разборных ламп следует отнести наличие вспомогательного вакуумного оборудования, требующего специальной подготовки обслуживающего персонала, и усложнение эксплуатации лампы, обусловленное необходимостью непрерывного контроля и поддержания должного вакуума в лампе (тренировка электродов после их замены, включение напряжений накала и анодного с обязательным постепенным повышением их от нуля до нормальной величины и т. п.). Но указанные выше выгоды, даваемые мощными разборными лампами, допускают и оправдывают эти усложнения.

¹⁾ Более полные данные о конструкции и эксплуатации мощных разборных ламп см в книге П. Н. Андреева и Н. В. Зарянова «Техника разборных ламп» Связьиздат, 1959 г.

Модуляторные триоды

От генераторных ламп почти не отличаются по внешнему виду и конструкции электродов *модуляторные* или *мощные усилительные* лампы. Эти лампы используются в радиотелефонных передатчиках для усиления токов звуковой частоты, создаваемых микрофоном, и для воздействия ими на генераторную лампу, чтобы вызвать изменение высокочастотных колебаний генератора по звуковой частоте или, как говорят, модулировать их. Эти лампы применяются также в мощных трансляционных усилителях, которые должны давать полезную мощность звуковой частоты порядка десятков, сотен ватт и более; они могут быть использованы в режиме усиления по классу А или в режиме класса В в случае применения двухтактной схемы.

Модуляторные лампы по конструкции обычно являются триодами. На мощности $P_{a \text{ макс}}$ до $1 \div 1,5$ кВт их изготавливают с лучистым охлаждением анодов, а на большие мощности — с принудительным водяным или воздушным охлаждением. Так как модуляторные лампы в распространённых схемах модуляции работают при одинаковых с генераторными лампами напряжениях анода и накала, то их электроды — анод и катод — делают такими же, как у соответствующих генераторных ламп.

Для неискажённого усиления модуляторные лампы должны иметь левую характеристику, чтобы работать без сеточного тока при отрицательных напряжениях сетки. С этой целью коэффициент усиления модуляторных триодов делается меньше по сравнению с генераторными триодами (обычно $\mu = 6 \div 8$), что достигается устройством более редкой сетки.

В табл. 14.3 указаны данные некоторых модуляторных триодов, изготавливаемых нашими заводами. В качестве модуляторных иногда используются рассмотренные ранее в этой главе генераторные лампы.

Таблица 14.3

Наименование типа	Система охлаждения анода	$P_{a \text{ макс}}$ квт	U_n в	I_n а	E_a кв	I_e а	μ —	S ма/в
ГМ-70	естеств.	0,125	20	3	1,5	0,8	6,7	6
ГМ-60	»	0,6	17	8,4	10	0,55	16	2,2
ГМ-100	»	1	17	18	5	1,6	18	6,5
Г-484	воздушное	5	22	59,5	8,8	—	8,5	—
ГМ-51А	водяное	15	22	102	12,5	10	7	10
ГМ-1А	»	30	10,5	195	6	100	5	22

§ 14.3. Генераторные лампы для сверхвысоких частот

Особенности работы генераторных ламп на сверхвысоких частотах

Основными требованиями, предъявляемыми к генераторным лампам для сверхвысоких частот, являются: малое время пролёта электронов, достигаемое сближением электродов и повышением рабочих напряжений, малые междуэлектродные ёмкости, малые индуктивности вводов, малые диэлектрические потери в баллоне, изоляторах и цоколях лампы. Следует ещё отметить необходимость устройства вводов катода, анода и управляющей сетки с малым активным сопротивлением; в сверхвысоко-частотных генераторных лампах через эти вводы протекают весьма большие ёмкостные токи, которые могут вызвать опасный перегрев вводов и растрескивание стекла около них.

На сверхвысоких частотах большие трудности вызывает согласование сопротивлений генераторной лампы и нагрузки, необходимое для получения наибольшей полезной мощности. Эквивалентное сопротивление колебательного контура, играющего роль нагрузки в анодной цепи генераторной лампы, определяется известной ф-лой (14.1):

$$R_g = \frac{Q}{\omega C}.$$

Из этой формулы видно, что с ростом частоты ω величина R_g должна уменьшаться, поскольку добротность контура Q ограничена, а ёмкость контура C , в которую входят и междуэлектродные ёмкости лампы, нельзя сделать слишком малой из-за необходимости обеспечения достаточных по величине рабочих поверхностей электродов, требуемых для получения большой колебательной мощности. Соответственно при уменьшении величины R_g с ростом частоты снижается колебательная мощность P_k , отдаваемая лампой ($P_k = \frac{1}{2} I_{ma}^2 R_g$). Кроме того, на свч

увеличиваются потери в колебательном контуре из-за возрастания ёмкостных междуэлектродных токов, проходящих через электродные вводы с конечным омическим сопротивлением.

Вследствие инерции электронов заметно искажается форма импульса тока в анодной цепи генераторной лампы. С ростом частоты всё меньшая часть электронов из числа эмитированных катодом может достигать анода, что также приводит к уменьшению мощности и кпд лампового генератора.

В более сложных условиях работает и катод в сверхвысоко-частотных генераторных лампах. От него, во-первых, требуются значительно большие токи эмиссии; во-вторых, при больших углах пролёта часть электронов, выходящих из катода в положительный полупериод переменного напряжения на сетке, под-

ходит к сетке уже в отрицательный полупериод и под действием значительных по величине переменных напряжений сетки возвращается на катод, бомбардируя последний. Происходит дополнительное разогревание катода, изменяющееся при изменениях рабочего режима. При этом снижается срок службы катода.

Надо указать ещё на некоторые особенности, связанные с инерцией электронов и специфичные для сверхвысокочастотных ламп, работающих в генераторах с самовозбуждением. На аноде такой генераторной лампы всегда выделяется мощность больше, чем на аноде лампы, работающей с той же полезной мощностью на более длинных волнах. Причиной этого, помимо

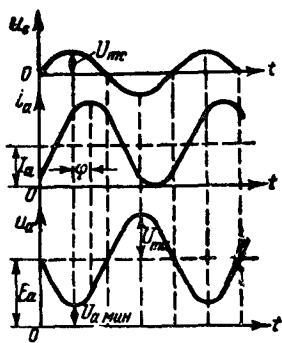


Рис. 14.12

искажения формы импульса тока в анодной цепи, является сдвиг по фазе анодного тока относительно напряжения на управляющей сетке, создающийся на сверхвысоких частотах из-за инерции электронов. Так как в генераторах с самовозбуждением переменные напряжения на аноде и на сетке за счёт обратной связи противоположны по фазе, то анодный ток будет сдвинут относительно переменного напряжения на аноде не на 180° , как в длинноволновых генераторах, а меньше (рис. 14.12). Поэтому максимальное значение анодного тока $I_{a \max}$

будет иметь место не при $U_{a \min}$, а при большем анодном напряжении, вследствие чего средняя величина мощности, выделяющейся на аноде, увеличивается и полезная мощность уменьшается. Если анодный ток имеет фазовый сдвиг φ , то полезная мощность, отдаваемая генераторной лампой, будет определяться не φ -лой (14.3), а известным из теории переменного тока выражением

$$P_k = \frac{1}{2} I_{ma} U_{mk} \cos \varphi, \quad (14.12)$$

откуда видно, что с ростом частоты (угла φ) полезная мощность уменьшается и ламповый генератор перестаёт работать ($P = 0$) при $\varphi = 90^\circ$.

На основании ф-лы (12.15) для трёхэлектродной лампы можно принять $\varphi \approx 0,5 \Theta_{kc}$ и получить, как условие самовозбуждения генератора, предельное значение угла пролёта от катода до сетки $\Theta_{kcl \text{ пред}} = 2\varphi = \pi$. Но опыт показывает, что генератор не будет работать уже при меньших углах пролёта из-за потерь мощности в сеточной цепи. В связи с этим в ламповых генераторах с самовозбуждением на свч приходится применять дополнительные органы настройки, позволяющие регулировать фазу обратной связи.

В ультракоротковолновых генераторах с длиной волны не короче 5 – 6 м применяются преимущественно пентоды и лучевые тетроды, в конструкции которых учтены в той или иной степени указанные выше требования (см., например, рис. 14.9 и табл. 14.1). В связи с большими, чем у приёмно-усилительных пентодов, геометрическими размерами и рабочими токами, а также из-за вредных проявлений инерции электронов генераторные пентоды, как правило, имеют более низкие предельные частоты, чем приёмно-усилительные (пальчиковые, сверхминиатюрные).

При переходе в коротковолновую часть диапазона метровых волн в генераторных пентодах и в лучевых тетрадах начинает сильно проявляться вредное действие индуктивности ввода второй сетки. Экранирующее действие последней ухудшается, и проходная проводимость возрастает. С целью устранения этого недостатка в генераторах метровых волн широко применяют двухтактные схемы на лучевых тетрадах и пентодах; при этом для укорочения вводов двух ламп двухтактной схемы эти лампы очень часто помещают в один баллон, получая, таким образом, комбинированную генераторную лампу — двойной лучевой тетрод или двойной пентод. Усовершенствованным типом этого рода ламп является двухтактный лучевой тетрод (рис. 14.13), в котором с двух сторон плоского подогревного катода расположены две отдельные управляющие сетки и два анода, экранирующая же сетка сделана общей для обоих тетродов. При такой конструкции через вводы общих для обеих ламп электродов (катод, экранирующая сетка) высокочастотные токи не проходят, и следовательно, вредное действие индуктивности этих вводов полностью устраняется. Этот тип ламп (в виде двухтактных пентодов) впервые был предложен С. А. Зусмановским.

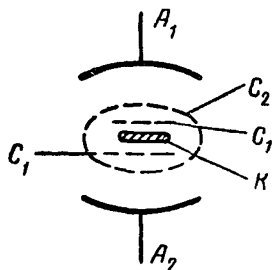


Рис 14.13

В качестве мощных генераторных ламп в длинноволновой части диапазона метровых волн применяются преимущественно триоды с водяным или воздушным охлаждением анодов, в конструкции которых учтены требования, предъявляемые к сверхвысокочастотным лампам (рис. 14.10 и табл. 14.2). В коротковолновой части диапазона метровых волн применяются мощные генераторные триоды с водяным или воздушным охлаждением анодов, имеющие специальную сверхвысокочастотную конструкцию. К числу таких ламп относятся триоды ГУ-26А и ГУ-37Б (табл. 14.4). Кольцевые вводы

Таблица 14.4

Наименование типа	Конструктивное оформление	Пределная частота, МГц	Полезная мощность, Вт	$P_{a, макс}$ вт	U_n в	I_n а	U_a в	S ма/в	η —	$C_{ср}$ пф	$C_{св}$ пф
-------------------	---------------------------	------------------------	-----------------------	------------------	---------	---------	---------	----------	----------	-------------	-------------

Генераторные триоды для метровых волн

2C14B } 6C6B }	Сверхминиатюрное с гибкими вводами	300 500		0,75 1,4	2,2 6,3	0,06 0,2	90 120	1,8 5	15 25	2,1 3,3	2,8 3,5
6C2П	Миниатюрное (пальчиковое) со стержневыми вводами			2,5	6,3	0,4	150	11,5	48	5,3	0,19
ГУ-26А } ГУ-37Б }	Металло-стеклянное с наружным медным анодом и кольцевым входом сетки	330 330	4500 1500	1000 3500	30 3,4	17 110	5000 2000	20 25	33 35	60 34	0,9 0,8
											23 19

Генераторные триоды для дециметровых волн

4C3C } 12C3C }	Стеклоанодное со стержневыми вводами	1000	0,275	5	4,4 12,6	0,33 0,1	100	3	12,5	1,5	0,65
6C5Д } 6C13Д }	Металло-стеклянное («маячковое») с дисковыми вводами	3370	0,035 0,1	6,5 9,0	6,3 6,3	0,77 0,77	250 300	5 5,2	40	2,35 2,7	0,05 0,03
6C11Д } 6C16Д }	Металло-стеклянное («карандашное») с дисковыми вводами	1800 1800	0,3 0,3	3,6 3,6	6,0 6,3	0,176 0,192	110 135	6,6 6	16,7 16,7	2,53 2,53	0,1 0,1
ГС-1Б } ГС-2Б } ГС-9Б } ГС-90Б }	Металлокерамическое с дисковыми вводами	1100 2000 3300	360 40 15	1000 300	12,6 12,6 12,6	3,2 1,1 1,1	2000 1500 1500	30 19,5 19,5	100 110 110	21,5 8,4 8,4	0,12 0,04 0,04
											4,5 3,15 3,15

Таблица 145

Наименование типа	Предельная частота, Мгц	Полезная мощность, вт	$P_{a \text{ макс}}$ вт	U_n в	I_n а	E_a в	U_{c2} в	S ма/в	C_{ax} пф	C_{ax} пф	C_{np} пф
ГУ-17	250	11	12	6,3/12,6	0,8/0,4	300	200	2,8	6,5	2,7	0,1
ГУ-18	600	15	13,5	6,3/12,6	0,8/0,4	250	200	2,8	6	2,8	0,06
ГУ-33Б	250	120	150	6,3	5	1500	400	25	30	6,5	0,08
ГУ-34Б	250	400	500	12,6	3,5	2000	500	26	44	9,5	0,15
ГУ-35Б	250	2000	3 000	5	98	5000	500	25	50	15	0,5
ГУ-36Б	250	10 000	15 000	6,3	200	7000	750	50	150	30	0,8
ГС-3Б	1 000	1 500	2 000	115	0,86	2000	500	40	30	18	0,07

электродов, осуществлённые в этих лампах, обладают, как уже указывалось, значительно меньшими индуктивностью и омическим сопротивлением, чем стержневые вводы, и позволяют легко соединять лампу с колебательной системой в виде коаксиальных цилиндров. В лампе ГУ-26А применён подогревный ториево-оксидный катод цилиндрической конструкции (вместо обычного для мощных генераторных ламп прямонакального карбидированного катода), что позволило намного уменьшить расстояние сетка—катод. Для накаливания катода такой большой площади применён *электронный подогрев*: внутри катода помещён вольфрамовый подогреватель ($U_n = 30$ в, $I_n = 17$ а), который при накале даёт электронную эмиссию около 1,5 а. Под действием ускоряющей разности потенциалов порядка 800 в, приложенной между катодом и подогревателем, электроны, эмитируемые последним, ускоряются и, бомбардируя внутреннюю поверхность катода, разогревают его до требуемой рабочей температуры. Мощность электронного подогрева получается около 1,6 кВт при относительно небольшом токе накала.

Генераторные триоды обычно работают на свч в схеме с общей сеткой, где роль проходной ёмкости, как известно, играет сравнительно небольшая ёмкость $C_{ак}$ (§ 12.4). Однако в схеме с общей сеткой коэффициент усиления по мощности не может быть получен большим — он обычно не превышает нескольких единиц. Это обстоятельство привело к разработке и применению генераторных лучевых тетродов большой и средней мощности для работы в схемах усиления с общим катодом в коротковолновой части диапазона метровых волн. Устройство одного из таких лучевых тетродов (типа ГУ-34Б) показано на рис. 14.14, где 1 — ввод подогревателя, 2 — ввод катода 3 —

ввод управляющей сетки, 4 — ввод экранирующей сетки, 5 — спай ввода экранирующей сетки со стеклом, 6 — спай анода, 7 — анод, 8 — радиатор для воздушного охлаждения анода.

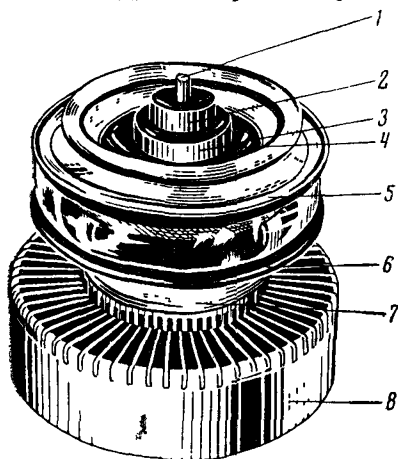


Рис 14 14

Лампа имеет металло-стеклянную конструкцию и кольцевые входы всех четырёх электродов, что позволяет сочленять её с полыми колебательными системами. При этом кольцевые входы по существу становятся частью коаксиальной линии. Анод снабжён радиатором для воздушного охлаждения. Сетки этой лампы состоят из ряда стержней, расположенных вертикально по образующим цилиндров соответственно большего (экранирующая сетка) и меньшего (управляющая сетка) радиусов. Деление электронного потока на лучи производится только в вертикальной плоскости (без лучеобразующих

пластин) путём расположения отверстий экранирующей сетки против отверстий управляющей сетки. Для лучшего подавления динаatronного эффекта анод удалён на сравнительно большое расстояние от экранирующей сетки. При относительно небольших габаритах (общая длина 13 см, наибольший диаметр около 10 см) лучевой тетрод ГУ-34Б даёт полезную мощность 400 вт на частоте 250 Мгц ($\lambda = 1,2$ м) при полосе пропускания 8 Мгц. Основные данные этой лампы, как и других аналогичных по конструкции генераторных лучевых тетродов (ГУ-33Б — ÷ ГУ-36Б), приведены в табл 14 5.

Генераторные лампы для дециметровых и сантиметровых волн

Для генерирования колебаний в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн из ламп с электростатическим управлением применяются преимущественно триоды, имеющие более простую, чем тетроды и пентоды, конструкцию, позволяющую использовать минимальное количество металла и диэлектрика внутри лампы и получить предельно малые междуэлектродные расстояния.

При конструировании генераторных ламп для дециметровых и сантиметровых волн приходится значительно уменьшать геометрические размеры электродов, что неизбежно приводит к увеличению тепловой нагрузки на электроды и снижению полезной мощности ламп, так как коэффициент полезного дейст-

вия ламповых генераторов в этих диапазонах ещё ниже, чем на метровых волнах. Лампы для генерирования дециметровых и сантиметровых волн имеют также весьма малые расстояния между электродами, доходящие до десятых и даже сотых долей миллиметра.

Первыми образцами триодов для дециметровых волн были миниатюрные лампы типа «жолудь», дававшие колебания с длиной волны до $35 \div 40$ см, и разработанная в 1938—1939 гг. Н. Д. Девятковым и др. лампа с многократным выводом плоской сетки, дававшая колебательную мощность несколько ватт при минимальной волне 16 см и явившаяся прототипом позднее появившихся маячковых ламп, и некоторые другие. Многие из предложенных конструкций из-за их сложности оказались непригодными для промышленного производства, другие после усовершенствования и упрощения технологии изготовления применяются в настоящее время в различных сверхвысокочастотных радиотехнических устройствах.

В качестве маломощных генераторов свч (гетеродинов в супергетеродинных приёмниках и т. п.) при длинах волн до $50 \div 60$ см обычно применяют пальчиковые и сверхминиатюрные триоды (табл. 14.4). Для генерирования более коротких волн ($\lambda < 30$ см) применяются триоды с дисковыми вводами: маячковые (§ 12.4), металлокерамические и карандашные. Генераторные маячковые триоды дают полезную мощность до 300 мвт (при $\lambda = 16 \div 17$ см) и до $30 \div 40$ мвт (при $\lambda = 9$ см). Их основные данные приведены в табл. 14.4.

Значительно большую полезную мощность (до нескольких сот ватт) можно получить от специальной генераторной лампы — металлокерамического триода, устройство которого показано на рис. 14.15. В этой лампе для изготовления баллона или, вернее, частей баллона, связывающих электроды лампы в одну конструкцию, вместо стекла использована специальная керамика с малыми диэлектрическими потерями.

Плоский подогревный катод имеет ввод в виде металлической трубки, внутри которой расположен один ввод подогревателя (другой конец подогревателя соединён с катодом). Плётёная сетка, которой для жёсткости придана слегка выпуклая форма, укреплена на кольце, соединённом с металлической труб-

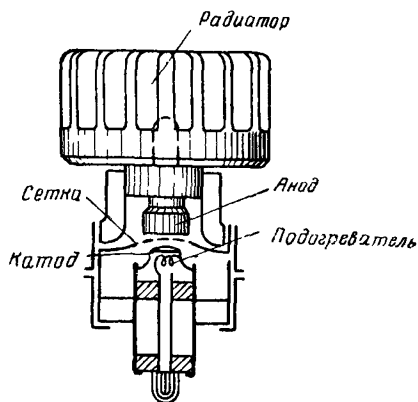


Рис. 14.15

кой — вводом сетки. Анод в виде массивного цилиндра соединён с наружным цилиндром, служащим его вводом. На этом цилиндре прикреплён болт, на который может навёртываться специальный радиатор для воздушного охлаждения анода. Цилиндрические вводы катода, сетки и анода соединены и скреплены друг с другом керамическими вкладышами, причём спай керамики с металлом является вакуумплотным. Очень малые расстояния между электродами, практическая безындуктивность вводов позволяют использовать эти лампы для волн до $6 \div 8$ см; включается лампа путём вставки её цилиндрических вводов в соответствующие по диаметру трубки коаксиальной линии.

Современные миниатюрные конструкции металлокерамических ламп имеют предельную рабочую частоту до $10\,000$ МГц ($\lambda = 3$ см). На этой частоте лампы генерируют колебания мощностью до 50 мвт.

Особой разновидностью ламп с дисковыми вводами является *карандашный* триод. Его устройство схематически показано на рис. 14.16. В отличие от маячковой и металлокерамической эта лампа имеет цилиндрическую конструкцию электродов. Металлический цилиндр 1 служит анодом, цилиндр 2 является держателем катода, а дисковый ввод 3 держателем сетки. Эти ме-

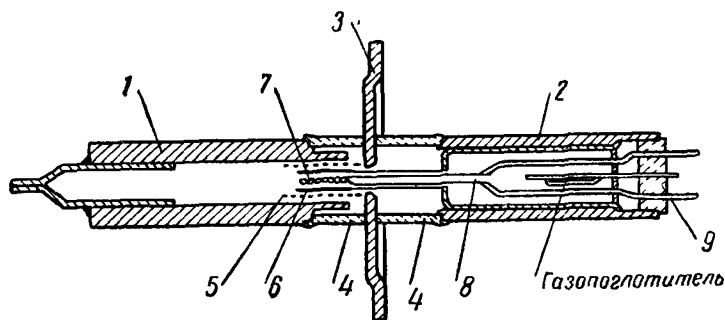


Рис 14 16

таллические части соединяются между собой двумя стеклянными цилиндрами 4. Сетка 5 имеет цилиндрическую конструкцию и помещается внутри анода на одной оси с ним. Внутри сетки помещён подогревный цилиндрический оксидный катод 6. Нить накала подогревателя 7 присоединяется к двум проволочным вводам 8, проходящим через стеклянную бусинку 9, впаянную в цилиндрический держатель катода.

Цилиндрическая конструкция позволяет получить большую рабочую поверхность электродов при сравнительно малых габаритах лампы; эта конструкция проще в изготовлении, чем плоская. Входной и выходной колебательные контуры в виде

полых цилиндров проще, чем в случае маячковых и металло-керамических триодов, сочленяются с лампой (они присоединяются к противоположных сторон к дисковому вводу). Вместе с тем получить предельно малые междуэлектродные расстояния и незначительные ёмкости при цилиндрической конструкции труднее, чем при плоской.

Карандашные триоды применяются для генерирования маломощных колебаний (до 300–500 мвт) в диапазоне частот от 300 до 3000 Мгц. Параметры некоторых выпускаемых в СССР карандашных триодов (6С11Д, 6С16Д) вместе с данными других генераторных триодов для сверхвысоких частот приведены в табл. 14.4.

Резнатрон

Для генерирования и усиления мощных колебаний на сверхвысоких частотах во время второй мировой войны была сконструирована лампа, названная *резнатроном* и применявшаяся в радиолокационных установках дециметрового диапазона.

Эта лампа представляет собой по существу мощный лучевой тетрод, в котором электроды конструктивно объединены с помещёнными внутри лампы объёмными резонаторами, образующими входную и выходную колебательные системы усилителя свч. Резнатроны обычно выполняются разборными с непрерывной откачкой и водяным охлаждением.

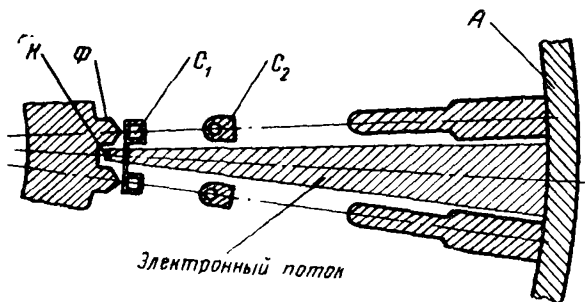


Рис. 14.17

Конструкция электродов — цилиндрическая. Катод выполняется из большого числа параллельно включённых вольфрамовых нитей, расположенных по образующей цилиндра. Прутки управляющей и экранирующей сеток размещаются параллельно нитям катода. На рис. 14.17 показано устройство одной секции электродной системы резнатрона. Витки управляющей C_1 и экранирующей C_2 сеток находятся друг против друга. Для лучшей фокусировки электронного потока за катодом K установлен фокусирующий электрод Φ , выполненный в виде цилиндра с пазами, в которых размещены нити катода. Анод лам-

пы A снабжён специальными рёбрами, которые значительно ослабляют высокочастотное поле у поверхности анода, благодаря чему вторичные электроны, выбиваемые из анода, слабо ускоряются высокочастотным полем и незначительно забирают высокочастотную энергию из выходной цепи. Катод и сетка резнатора образуют входной цилиндрический резонатор, на который при помощи специального элемента связи подаётся усиливаемый сигнал. Экранирующая сетка с анодом образует выходной цилиндрический резонатор. Высокочастотная энергия из этого резонатора выводится при помощи витка связи, переходящего затем в концентрический фидер или волновод.

Электроны, испускаемые катодом, двигаются под действием постоянного напряжения экранирующей сетки и переменного напряжения, возбуждаемого во входном резонаторе проходящими извне колебаниями, и проходят между витками управляющей сетки, образуя импульсы тока с частотой, равной частоте входного напряжения. В пространстве между управляющей и экранирующей сетками (на последнюю подано такое же постоянное напряжение, как на анод) электроны ускоряются и приобретают большую энергию. Ускоренные группы электронов периодически поступают в выходной резонатор, настроенный на частоту этих импульсов, и отдают энергию переменному электромагнитному полю резонатора, наводя в резонаторе колебательный высокочастотный ток.

В диапазоне дециметровых волн мощность резнаторов измеряется сотнями киловатт.

§ 14.4. Импульсные лампы

Импульсные генераторные лампы

В ряде случаев в современной радиотехнике используются импульсные режимы работы, характеризующиеся тем, что ко-

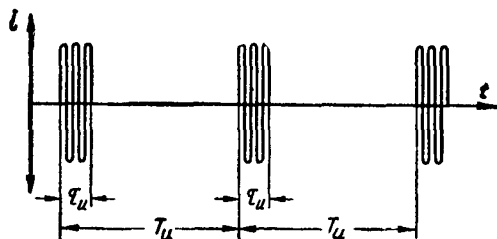


Рис. 14.18

лебания в передатчике возбуждаются не непрерывно, а существуют только в течение очень коротких промежутков времени, разделённых большими интервалами (паузами), когда колебаний нет (рис. 14.18). Обозначим время длительности отдельного

импульса колебаний через τ_u , время от одного импульса до другого будет определяться числом импульсов в секунду N и будет равно $T_u = \frac{1}{N}$. Отношение длительности импульса τ_u к длительности периода T_u называется коэффициентом заполнения импульсного режима

$$s = \frac{\tau_u}{T_u} = \tau_u N. \quad (14.13)$$

Коэффициент s является обычно малой дробью; иногда вместо s для характеристики импульсного режима берут обратную величину $Q = \frac{1}{s}$, показывающую, во сколько раз интервал между импульсами больше длительности импульса, и называемую скважностью импульсного режима.

В радиоустановках, использующих импульсные режимы, применяются импульсы длительностью от десятых долей микросекунды до $100 \div 200$ мксек, число импульсов в секунду берётся от 50 до $8000 \div 10\,000$. В соответствии с этими значениями τ_u и N коэффициент заполнения s получается от $0,5 \cdot 10^{-3}$ до 0,01. Величина коэффициента заполнения имеет большое значение для работы генераторной лампы в импульсном режиме, так как этой величиной определяется соотношение между мощностями колебательного режима и средними мощностями импульсной установки.

Обозначим колебательную мощность, отдаваемую лампой в контур при импульсной работе, через $P_{\kappa u}$, расходуемую в анодной цепи мощность — через P_{0u} , а мощность, выделяющуюся на аноде во время работы лампы, — через P_{au} . При прямоугольной форме импульса среднее значение каждой из этих мощностей можно найти, если импульсную мощность помножить на длительность импульса и разделить на длительность периода следования импульсов T_u :

$$P_{\kappa cp} = \frac{P_{\kappa u} \tau_u}{T_u} = s P_{\kappa u}; \quad P_{0 cp} = s P_{0u}; \quad P_{a cp} = s P_{au} \quad (14.14)$$

Из этих выражений видно, что средние мощности значительно меньше соответствующих импульсных мощностей, расходуемых в течение импульса.

Это обстоятельство создаёт очень выгодные условия для работы лампы в импульсном режиме. Так как средняя мощность, выделяющаяся на аноде и определяющая нагрев анода, значительно меньше импульсной, то в импульсных генераторных лампах оказывается возможным применять небольшие аноды и сами лампы делать небольшими по размерам при очень большой полезной импульсной мощности, достигающей в некоторых типах ламп сотен и даже тысяч киловатт

Для обеспечения большой величины $P_{ки}$ необходимо в импульсных лампах иметь большой ток эмиссии, чтобы иметь большое значение $I_{a макс}$, и применять по возможности большое напряжение питания E_a в анодной цепи.

Напряжение анода E_a берётся от $5 \div 8$ кв в импульсных генераторных лампах относительно малой мощности ($P_{ки} = 3 \div 5$ квт) и до $20 \div 30$ кв в более мощных лампах. Такие высокие напряжения из-за опасности пробоя предъявляют особенно серьёзные требования к вакууму в лампе и к конструкции электродов и их выводов. Для обеспечения должного вакуума необходимо длительно (в продолжение $20 \div 30$ ч) тренировать лампу во время откачки для возможно лучшего удаления газов из электродов.

Напряжение сетки в импульсных лампах при рабочем режиме доводится до больших положительных значений, необходимых для получения большей величины максимального импульса анодного тока $I_{a макс}$, определяющего величину полезной мощности, генерируемой лампой. При этом возникает значительный ток также и в цепи сетки.

Расстояния между электродами в импульсных лампах могут быть допущены несколько большие, чем в лампах для непрерывной работы, так как благодаря высоким напряжениям на электродах время пролёта электронов уменьшается; в силу этой причины одна и та же лампа в импульсном режиме, допускающем применение высоких напряжений, сможет работать на более высоких частотах, чем в режиме непрерывных колебаний.

Выводы электродов должны располагаться возможно дальше друг от друга; для уменьшения диэлектрических потерь стекло баллона надо брать с малым углом потерь, а внутри лампы применять возможно меньше каких-либо изоляторов.

Для получения в импульсных лампах больших эмиссионных токов наиболее выгодным является оксидный катод, который может за счёт своей полупроводниковой структуры, как это было выяснено в § 3.2, давать очень большую удельную эмиссию при кратковременной нагрузке его эмиссионным током. В то время, как вольфрамовый катод может дать $I_{eq} = 1,1 \frac{a}{см^2}$ при

$T = 2650^\circ K$, когда удельная мощность накала его $P_{нq} \approx 100 \frac{вт}{см^2}$

и, следовательно, $H \approx 11 \frac{ма}{вт}$, от торированного катода можно

получить $I_{eq} = 1 \frac{a}{см^2}$ при $P_{нq} = 20 \frac{вт}{см^2}$, т. е. при $H = 50 \frac{ма}{вт}$, оказывается возможным с оксидного катода при его нормальной рабочей температуре получить в сильном ускоряющем поле удельную эмиссию $20 \div 30 \frac{a}{см^2}$. Так как для $T = 1150^\circ K$ оксидный

катод требует $P_{\text{кд}} \approx 5 \frac{\text{вт}}{\text{см}^2}$, то его эффективность в импульсном режиме равна $H = 4000 \div 6000 \text{ ма/вт}$

Применение оксидных катодов в генераторных лампах непрерывного действия ограничивается опасностью бомбардировки катода ионами, легко образующимися в лампе при высоких анодных напряжениях; поэтому оксидные катоды ставятся в небольших по мощности обычных генераторных лампах с анодным напряжением не выше 2 кв. Опыт показывает, что в импульсных лампах оксидные катоды могут быть использованы при анодном напряжении до 30 ÷ 35 кв при условии кратковременных импульсов, что можно объяснить известной инерционностью процесса ионизации, которая за время короткого импульса не успевает вырасти до опасной величины, а также тем, что среднее значение ионного тока, идущего на катод, оказывается во много раз меньше его импульсного значения.

Как уже упоминалось в гл. 3, высокую удельную эмиссию оксидные катоды могут давать только при очень коротких импульсах; при длительных импульсах ток эмиссии резко уменьшается. При выключении анодного напряжения катод постепенно восстанавливает свою эмиссию, причём время на восстановление требуется тем большее, чем до меньшей величины упал эмиссионный ток на протяжении импульса. Это явление не позволяет использовать оксидные катоды в импульсных лампах, работающих длительными импульсами. Достаточно эффективная работа оксидных катодов обеспечивается лишь при импульсах с длительностью не выше 15 ÷ 20 мксек.

В тех случаях, когда требуются более длительные импульсы, снижают плотность тока эмиссии, либо используют катоды из торированного карбидированного вольфрама.

Аноды импульсных ламп имеют, как уже указывалось, относительно небольшие размеры по сравнению с анодами генераторных ламп для непрерывной работы. В лампах с высокоэффективными оксидными катодами конструктивные размеры анода получаются небольшими и очень часто недостаточными для естественного охлаждения анода. В таких случаях применяют принудительное охлаждение анодов, обычно воздушное, для чего лампу делают с наружным анодом из меди, снабжённым дополнительными радиаторами.

Весьма сложным является вопрос конструкции и рабочего режима сетки в импульсных лампах. Сетка должна иметь как можно более низкую температуру, так как в случае нагрева с её поверхности возникает термоэлектронный ток и усиливается вторичная эмиссия.

Особенно вредным является ток эмиссии сетки в тех импульсных лампах, в которых управление импульсами анодного тока (возникновение и прекращение импульсов) осуществляется в сеточной цепи, для чего при постоянном анодном напря-

жении на сетку задают постоянное отрицательное запирающее напряжение, периодически снимаемое на время импульса. Так как ток эмиссии с сетки на анод будет проходить всё время (и при импульсах и во время пауз), то выделяемая им на аноде мощность может превысить значение $P_{a \text{ макс}}$, на которую рассчитан анод.

Для лучшего охлаждения сетки её укрепляют на держателях из красной меди, снабжённых дополнительными радиаторами в виде пластинок; в стеклянных лампах с естественным охлаждением электродов делают вырезы в аноде; в мощных лампах применяют принудительное охлаждение массивного теплоотводящего вывода сетки.

Импульсные режимы генераторных ламп обычно применяются при колебаниях очень высоких частот, так как необходимо, чтобы в пределах импульса укладывалось достаточно большое количество высокочастотных колебаний; в противном случае огибающая амплитуд колебаний не будет воспроизводить или будет воспроизводить с большими искажениями форму импульсов. Поэтому почти все импульсные генераторные лампы являются сверхвысокочастотными триодами и конструкция их должна отвечать требованиям этого диапазона (§ 14.3).

В качестве примера конструкции импульсной лампы метрового диапазона, которая может работать на волнах до $\lambda = 1 \text{ м}$, укажем лампу типа ГИ-19Б (рис. 14.19). В этой лампе подогревный катод сделан в виде цилиндра, на боковой поверхности которого нанесён оксидный слой; выводы спирального подогревателя катода сделаны в нижнюю часть стеклянного баллона. Верхний край баллона сварен с анодом из красной меди, к которому припаяны пластины радиатора. Нижний край стеклянного цилиндра баллона соединён с массивным медным диском, на котором внутри лампы укреплен сетка.

Специальный цилиндрический экран, размещённый внутри лампы и присоединённый к катоду, увеличивает ёмкость анод—катод до величины 9—12 пф , что необходимо для обеспечения обратной связи в режиме самовозбуждения в диапазоне 130—330 Мгц . Ток катода в импульсе в этой лампе достигает 100 а ; максимальная мощность, рассеиваемая анодом, составляет 1000 вт ; при анодном напряжении 14 кв лампа может отдать колебательную мощность в импульсе до 250 квт при длительности импульса до 10 мксек и частоте повторения до 200 гц .

Снятие статических характеристик импульсных ламп возможно только в специальных импульсных схемах, обеспечивающих подачу на лампу кратковременных импульсов напряжений U_c и U_a , причём длительность и частота повторения импульсов должны приблизительно соответствовать рабочему импульсному режиму. Исследовать импульсную лампу в статических режимах в схемах на постоянном токе нельзя; в лампах с оксидными катодами главным препятствием к этому является измене-

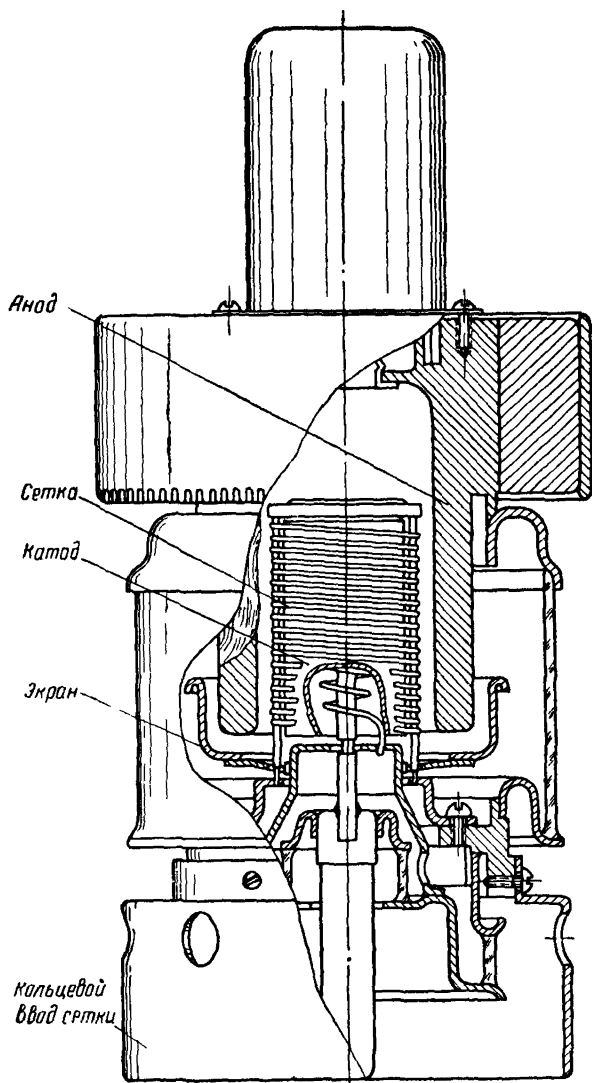


Рис. 14.19

ние эмиссии катода при переходе от импульсного режима к непрерывному, в лампах с более стойкими катодами в режиме не-

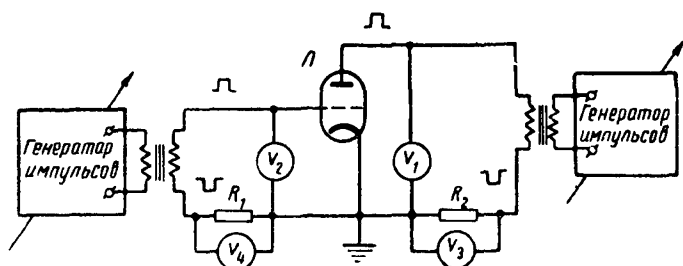


Рис 14.20

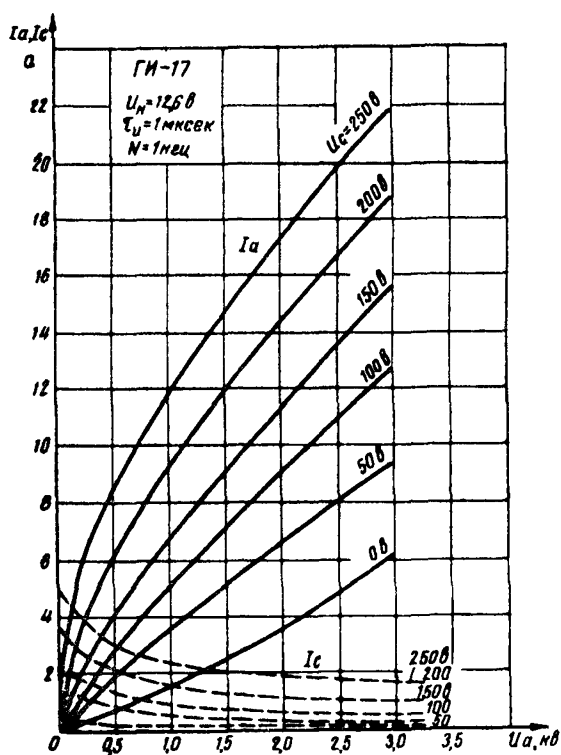


Рис 14.21

прерывного токопрохождения при высоких рабочих значениях напряжения на аноде и сетке будет получаться недопустимо сильный нагрев этих электродов.

Таблица 146

Наименование лампы	Катод	$U_{кв}$	$I_{ка}$	Предельные данные						Вид модуляции	$P_{вых}$ кат
				$I_{ка}$	$E_{ка}$	$P_{авт}$	$P_{свч}$	$\tau_{макс}$ мксек	$Q_{мин}$	$f_{макс}$ МГц	
ГИ-3	оксидн	6,3	1,1	4,0	2,5	10,0	—	10	100	300	с—а
ГИ-4А	карбид	10,0	215	220	35,0	20 000	800	1000	—	150	а
ГИ-5Б	»	6,3	425	250	26	4500	400	11	500	200	а
ГИ-6Б	оксидн	12,6	2,1	20,0	9,0	350	2,5	10	—	1700	а
ГИ-7Б	»	12,6	1,95	18,0	9,0	350	2,5	10	—	2700	а
ГИ-11Б	»	12,6	0,815	1,2	2,0	80	2,0	5	—	2700	—
ГИ-12Б	»	12,5	0,815	1,2	2,0	80	2,0	5	—	3300	—
ГИ-13Б	»	12,6	0,650	3,5	0,8	80	2,0	5	270	3300	а
ГИ-14Б	»	12,6	3,45	15,0	21,0	500	10,0	8	400	1000	а
ГИ-15Б	»	12,6	0,815	3,0	1,8	80	2,0	5	—	4300	а
ГИ-17	оксидн.	6,3	7,5	15,0	9,0	150	2,0	4	1000	500	—
ГИ-18Б	карбид.	12,5	190	150	16,5	6000	300	300	70	0,16	—
ГИ-19Б	оксидн	7,3	20	100	14,0	1000	30	10	500	300	а
ГИ-22	»	6,3	0,64	1,6	1,0	10	0,1	1,0	—	6000	а, с
											0,35

На рис. 14.20 показан один из вариантов схемы, позволяющей снимать статические характеристики импульсных триодов в области положительных напряжений сетки. В этой схеме на анод и сетку испытываемой лампы \mathcal{L} подаются импульсы напряжения, вырабатываемые специальными генераторами импульсов. Амплитуда, длительность и частота следования импульсов могут регулироваться. Напряжение анода U_a и напряжение сетки U_c в момент импульса измеряются специальными импульсными вольтметрами V_1 и V_2 . В цепь сетки и в цепь анода включены небольшие по величине сопротивления R_1 и R_2 . Импульсные токи I_a и I_c , проходя через эти сопротивления, создают на них импульсы напряжения, пропорциональные величине проходящего тока. Эти импульсы измеряются импульсными вольтметрами V_3 и V_4 , шкалы которых обычно проградуированы непосредственно в величинах измеряемых токов.

На рис. 14.21 приведены статические характеристики импульсного триода, полученные подобным образом. Общий вид этих характеристик соответствует обычным характеристикам триода при положительных напряжениях сетки, однако коэффициент токораспределения в импульсных лампах обычно получается меньше, чем в обычных триодах непрерывного режима, так как из-за больших плотностей токов в импульсных лампах наблюдается более сильное влияние пространственного заряда на участке сетка—анод на процессы токораспределения.

В табл. 14.6 приведены основные данные некоторых импульсных генераторных триодов, выпускаемых нашей промышленностью.

Импульсные модуляторные лампы

Кроме импульсных генераторных ламп, в современной радиотехнике находят широкое применение импульсные модуляторные лампы. Импульсные модуляторные лампы служат для управления работой различных импульсных генераторов и работают в ключевом режиме: «выключено—включено». Когда импульсная модуляторная лампа кратковременно отпирается (путём подачи на управляющую сетку импульса положительного напряжения), то на включённую в её анодную цепь нагрузку

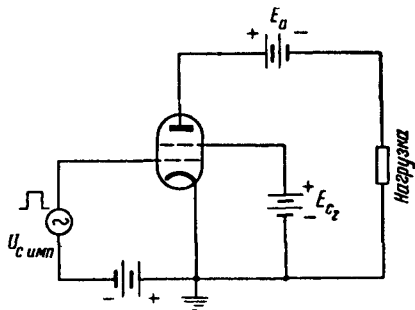


Рис 14 22

(импульсный генератор) подаётся импульс напряжения (рис. 14.22). Когда же импульсная модуляторная лампа запи-

рается (путём снятия с управляющей сетки импульса положительного напряжения), то напряжение с нагрузки снимается. Во время работы импульсной модуляторной лампы в её анодной цепи проходят кратковременные импульсы постоянного тока (рис. 14.23).

Так же, как и для генераторных ламп, импульсный режим модуляторных ламп характеризуется длительностью импульса τ_u , периодом следования импульсов T_u и скважностью $Q = \frac{T_u}{\tau_u}$ (или коэффициентом заполнения $s = \frac{\tau_u}{T_u}$).

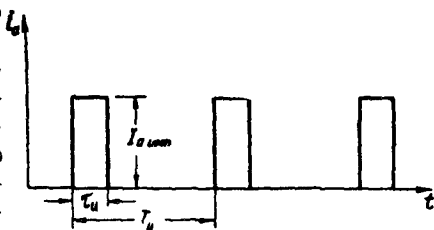


Рис 14.23

Величина среднего тока, проходящего через лампу в импульсном режиме, получается значительно меньше импульсного значения тока

$$I_{cp} = \frac{\tau_u}{T_u} I_{u \max} = s I_{u \max}. \quad (14.15)$$

Точно так же и средние мощности получаются значительно меньше соответствующих импульсных мощностей.

От импульсных модуляторных ламп требуется, чтобы они выдерживали большое анодное напряжение E_a в запертом состоянии и пропускали большой ток в анодной цепи $I_{a \max}$ при возможно меньшем напряжении на аноде $U_{a \min}$. Эти требования обусловлены тем, что величина мощности $P_{вых}$, выделяющаяся в нагрузке модуляторной лампы, определяется выражением

$$P_{вых} = I_{a \max} (E_a - U_{a \min}). \quad (14.16)$$

Для того чтобы получить большее значение мощности в нагрузке, надо увеличивать $I_{a \max}$ и $(E_a - U_{a \min})$.

Кроме того, желательно иметь возможно меньшую мощность, затрачиваемую на управление модуляторной лампой $P_{ух}$, так как это позволяет применять для управления работой модуляторной лампы относительно маломощные генераторы импульсов.

Входная мощность определяется величиной импульса напряжения на сетке и величиной импульса сеточного тока

$$P_{ух} = U_{c1 \min} I_{c1 \min}. \quad (14.17)$$

Поскольку импульсы постоянного тока, проходящие через модуляторную лампу, имеют длительность порядка микросекунд, то модуляторные лампы, в отличие от генераторных, являются относительно низкочастотными.

Преимущественное применение в качестве импульсных модуляторных ламп получили специальные импульсные тетроды. Эти лампы имеют, как правило, оксидный синтерированный катод с большой поверхностью, обеспечивающий получение больших импульсов тока.

Применение экранирующей сетки позволяет увеличить коэффициент усиления лампы и тем самым уменьшить необходимую величину импульса напряжения управляющей сетки и входную мощность. Для улучшения токораспределения витки управляющей и экранирующей сеток изготавливают с одинаковым шагом.

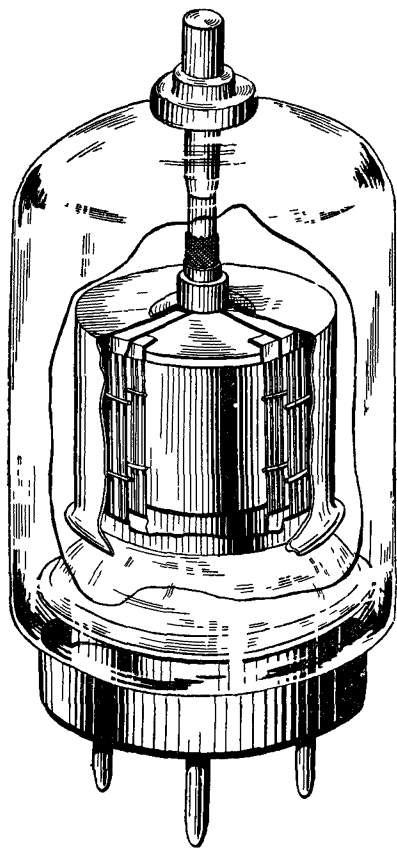


Рис. 14.24

Для подавления динаatronного эффекта анод отодвигают от экранирующей сетки на значительное расстояние. Вывод анода делается на верх баллона для обеспечения хорошей изоляции и высокой электрической прочности лампы. На рис. 14.24 показано устройство одного из современных импульсных модуляторных тетродов ГМИ-3. Эта лампа при максимальном анодном напряжении 28 кВ и напряжении экранирующей сетки 2000 В обеспечивает импульс тока в анодной цепи 30 А и соответственно выходную мощность 720 кВт при длительности импульса в 2 мксек и скважности не менее 1700. Запирающее напряжение управляющей сетки при этом равно 800 В, а положительный импульс напряжения, подаваемый на управляющую сетку для отпираания лампы, равен 1150 В.

На рис. 14.25 приведены статические характеристики тетрода ГМИ-3, снятые при различных напряжениях на экранирующей сетке и постоянном импульсном напряжении на управ-

ляющей сетке. Характеристики импульсных тетродов имеют такой же вид, как и характеристики лучевых тетродов непрерывного режима.

В табл. 14.7 приведены основные данные выпускаемых нашей промышленностью импульсных модуляторных тетродов.

На практике очень часто используются в маломощных схемах обычные приёмно-усилительные лампы с оксидными подогревными катодами—триоды, лучевые тетроды и пентоды. Опыт показывает, что, подавая на эти лампы повышенные по

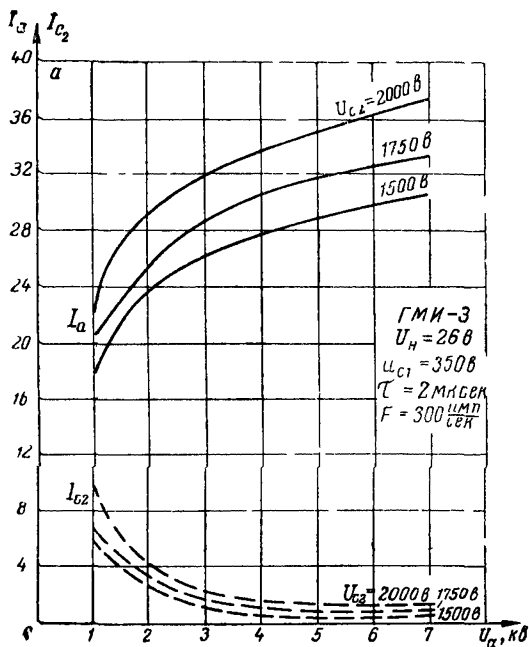


Рис 14 25

сравнению с типовыми данными непрерывного режима импульсные напряжения, удаётся получить от них значительные токи и большую выходную мощность.

На рис. 14.26 приведены для иллюстрации анодные характеристики пальчикового двойного триода 6Н6П, снятые в непрерывном (а) и в импульсном (б) режимах. Сравнение этих характеристик показывает, что если в непрерывном режиме анодный ток лампы 6Н6П не превосходит 40—50 ма, то в импульсном режиме при подаче на сетку больших положительных напряжений от этой небольшой лампы удаётся получить ток в 3—4 а. Следует иметь в виду, что при использовании в импульсных режимах приёмно-усилительных ламп улучшение их параметров может быть получено лишь при относительно коротких импульсах (не более 10—15 мксек) и при скважности не менее 100.

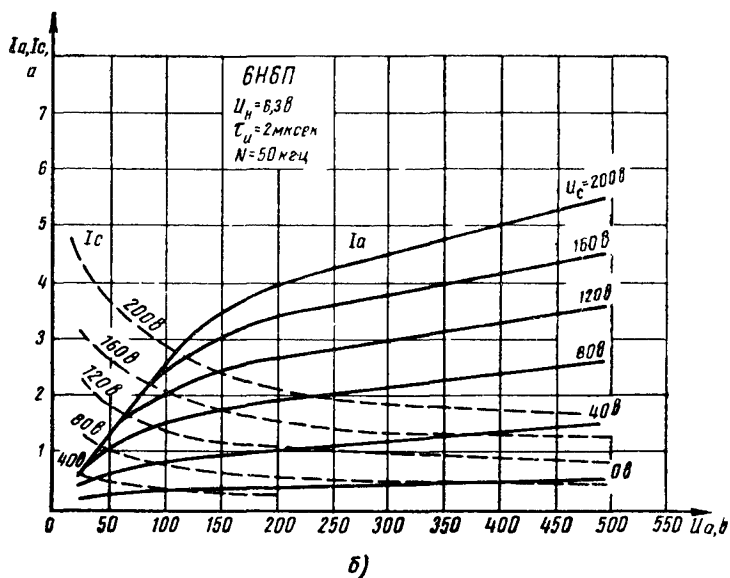
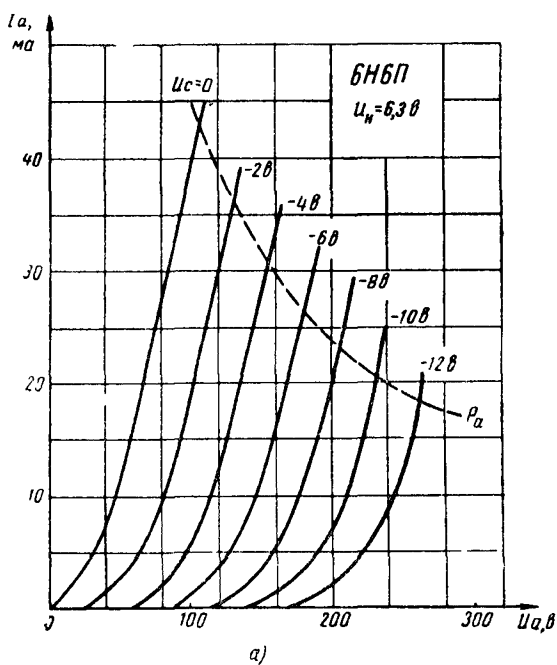


Рис 14 26

Таблица 147

Наименование лампы	Катод	$U_{нв}$	$I_{на}$	Пределные данные									
				$I_{а макс а}$	$E_{а кв}$	$E_{с2 кв}$	$E_{с1 в}$	$U_{с1 в}$	$P_{а макс вт}$	$P_{с2 макс вт}$	$\tau_{макс мсек}$	$Q_{чин}$	$P_{вых квт}$
ГМИ-3	оксидн. синтерир.	26,0	4,75	30	28	1,9	—800	350	80	15	2	1700	720
ГМИ-5	оксидн. синтерир.	26,0	1,75	16	20,0	1,25	—800	—	50	6	3	—	275
ГМИ-6 ¹⁾	оксидн.	6,3 (пар.) 12,6 (посл.)	2,0 1,0	8	4,0	0,8	—	150	15,0	3,0	3	—	30
ГМИ-7	оксидн. синтерир.	26,0	6,4	52	22,0	2,0	—1000	350	125	28	3	1000	1000
ГМИ-30 ²⁾	карбид.	8,2	16,8	15	27	—	—2000	2000	300	—	10	2000	350
ГМИ-83	оксидн. синтерир.	25,0	2,0	15	20	1,25	—800	250	65	8	2,5	1000	250
ГМИ-89	оксидн. синтерир.	25,0	3,5	20	26	1,5	—600	350	100	12	2,0	1000	400
ГМИ-90	оксидн. синтерир.	25,0	7,2	40	33	1,75	—600	350	140	45	2,5	1000	1170
ГМИ-30 ¹⁾	оксидн.	6,3 (пар.) 12,6 (посл.)	2,25 1,125	9	5,0	0,85	—600	—	15	3,0	1	—	40

¹⁾ Двойной тетрод ²⁾ Три од.

КЛИСТРОНЫ

§ 15.1. Принцип действия клистронов

Триоды могут генерировать и усиливать колебания сверхвысоких частот вплоть до $10\,000\text{ МГц}$ ($\lambda = 3\text{ см}$). Однако эффективность их работы и величина выходной мощности с ростом частоты резко уменьшаются. Поиски новых способов генерирования и усиления колебаний сверхвысоких частот привели к созданию принципиально новых электровакуумных приборов—пролётных и отражательных клистронов, в которых используется скоростная модуляция электронного потока.

Впервые идея использования модуляции электронного потока по скорости для управления электронным потоком возникла в лаборатории Д. А. Рожанского в 1932 г., а в 1935 г. А. Н. Арсеньева и О. Хейль теоретически обосновали этот способ и предложили идею конструкции прибора. Первые электронные приборы со скоростной модуляцией, получившие название клистронов, были созданы в 1938—1940 гг. В последующие годы различные типы клистронов благодаря ряду достоинств нашли широкое распространение в сверхвысокочастотной аппаратуре.

Принцип действия клистронов, основанный на преобразовании постоянного электронного тока в переменный путём изменения скоростей электронов, рассмотрим на примере двухрезонаторного усилительного клистрона, схематически изображённого на рис. 15.1. Основными частями двухрезонаторного клистрона являются электронная пушка, состоящая из подогревного катода K и фокусирующего электрода Φ , входной электромагнитный резонатор P_1 , выходной электромагнитный резонатор P_2 , коллектор электронов $Колл$; иногда между входным резонатором P_1 и электронной пушкой вводится ускоряющая сетка C . На оба резонатора, коллектор, ускоряющую сетку, если она имеется, обычно подаётся одно и то же положительное относительно катода напряжение U_0 , называемое ускоряющим напряжением. Фокусирующий электрод соединяется с катодом или имеет относительно катода небольшое отрицательное напряжение. Электронная пушка создаёт сфокусированный электронный поток, который ускоряется напряжением U_0 . От внешнего источника

через элемент связи B_1 во входном резонаторе P_1 возбуждаются колебания высокой частоты, которые между стенками резонатора в области интенсивного электрического поля создают переменное напряжение $U_1 \sin \omega t$. Ускоренный электронный поток проходит сквозь первый резонатор P_1 в области максимального электрического поля высокой частоты вдоль направления силовых линий. Затем электронный поток движется в пространстве между первым и вторым резонатором, проходит через область интенсивного электрического поля второго резонатора и поступает на коллектор. В резонаторах P_1 и P_2 сделаны отверстия для пропускания электронного луча, иногда закрываемые сетками. Область интенсивного электрического поля резонатора, через которую проходит электронный поток, называется электронным промежутком, или зазором, независимо от того, ограничена ли эта область сетками или нет.

Процесс управления электронным потоком происходит следующим образом. Электроны, эмитируемые катодом, под действием постоянного ускоряющего напряжения U_0 приобретают при пролёте от катода до первого резонатора большую скорость. При прохождении через первый резонатор электроны в зависимости от направления высокочастотного поля в нём периодически ускоряются или замедляются. Электроны, проходящие между сетками в полупериоды тормозящего поля, теряют часть своей энергии и выходят из резонатора со скоростью, меньшей, чем при входе в резонатор. Электроны, проходящие через резонатор в полупериоды ускоряющего поля, наоборот, увеличивают свою скорость. Наконец, скорость электронов, проходящих через резонатор, когда поле между сетками, изменяясь, проходит через нулевое значение, остаётся неизменной. Таким образом, при периодическом изменении напряжения в электронном промежутке резонатора скорость электронов, проходящих через входной резонатор, будет периодически изменяться вокруг значения, равного скорости электронов при входе в резонатор. Однако ампли-

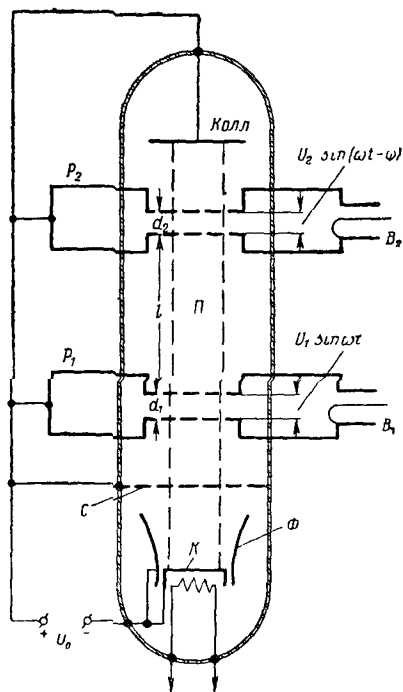


Рис 15.1

туда высокочастотного напряжения в зазоре входного резонатора значительно меньше ускоряющего напряжения, поэтому скорость электронов изменяется лишь на малую величину по сравнению со скоростью, приобретаемой во время пролёта от катода до входного резонатора. Время и угол пролёта в высокочастотном поле между сетками резонатора малы вследствие большой скорости электронов. Величина тока электронного луча не только постоянна в пространстве от катода до первой сетки входного резонатора, но из-за малого угла пролёта через резонатор почти постоянна на всём пути от первой до второй сетки. Процесс изменения скоростей электронов под воздействием переменного напряжения в зазоре входного резонатора при неизменном токе луча носит название *скоростной модуляции*.

Покидая входной резонатор, электронный луч поступает в область Π между резонаторами, в которой отсутствуют электрические поля. Эта область называется пролётным пространством. При движении в пролётном пространстве сказывается различие в скоростях электронов, возникшее при прохождении входного резонатора. Рассмотрим полупериод переменного напряжения, в течение которого из входного резонатора сначала выходят наиболее замедленные электроны, затем электроны с неизменной скоростью и, наконец, ускоренные электроны. При достаточно длительном движении в пролётном пространстве ускоренные электроны будут догонять замедленные, в результате чего вокруг электронов с неизменной скоростью образуется плотная группа электронов. В следующий за рассмотренным полупериод из резонатора вначале будут выходить ускоренные электроны, а затем электроны с неизменной скоростью и замедленные электроны. Вследствие движения в пролётном пространстве ускоренные электроны будут удаляться от замедленных. Вокруг электронов с неизменной скоростью образуется разрежение электронов. Таким образом, модулированный по скорости электронный поток при достаточно длительном движении в пролётном пространстве разделяется на отдельные группы электронов, отделённые друг от друга разрежениями, т. е. электронный поток с постоянным током преобразуется в поток с пульсирующим током. Амплитуда импульсов тока может достигать большой величины по сравнению с первоначальным постоянным значением тока луча. Частота импульсов тока луча определяется частотой переменного напряжения резонатора. Процесс преобразования модулированного по скорости электронного потока с постоянной величиной тока в поток с пульсирующим током называется *группированием*.

Для эффективного группирования время движения в пролётном пространстве должно быть достаточно большим; как будет показано дальше, оно составляет несколько периодов колебаний. Поэтому использование больших углов пролёта лежит в основе принципа группирования электронов.

Для графического пояснения процесса группирования на рис. 15.2 представлено положение электронов вдоль луча для 12 моментов времени, равноотстоящих друг от друга в течение одного периода колебания напряжения. По оси ординат на графике отложено расстояние x вдоль оси клистрона, по оси абсцисс ωt — время, умноженное на угловую частоту колебаний ω . Положение входного резонатора совпадает с осью абсцисс. Вни-

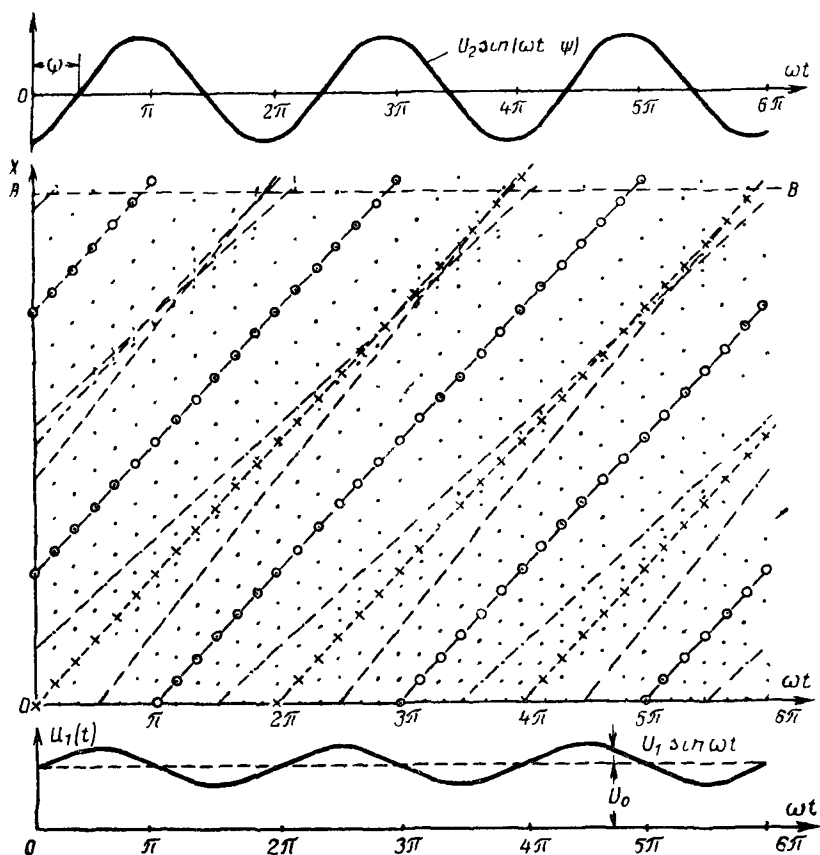


Рис 15.2

зу на отдельном графике показана зависимость суммы постоянного ускоряющего напряжения и высокочастотного напряжения в зазоре входного резонатора от времени, которые определяют скорость электронов при выходе из резонатора. Каждый вертикальный ряд точек характеризует положение электронов вдоль луча в определённый момент времени. Из рисунка наглядно видно образование групп электронов вокруг электронов с неизменной скоростью, вышедших из входного резонатора в моменты,

когда $\omega t = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$, т. е., когда напряжение входного резонатора было равно нулю, переходя из тормозящего в ускоряющее. Положение этих электронов отмечено точками с крестиком. Точками с кружком обозначается положение электронов, которые проходят через входной резонатор на полпериода позже (при $\omega t = \pi, 3\pi, 5\pi$), когда напряжение резонатора, переходя из ускоряющего в тормозящее, равно нулю. При дальнейшем движении в пролётом пространстве вокруг этих электронов создаётся разрежение электронов. Наклонными пунктирными линиями на рис. 15.2 изображены графики движения электронов, т. е. зависимости пройденного расстояния от времени для электронов, вышедших в различные моменты времени из резонатора. Угловой коэффициент (тангенс угла наклона) графика движения пропорционален скорости определённого электрона в пролётом пространстве. Оптимальное положение выходного резонатора, где электроны собираются в наиболее плотные группы и амплитуда переменной составляющей частоты ω тока луча максимальна, показано пунктирной линией AB .

Выходной резонатор настроен на частоту входного резонатора. Электронные группы, проходя сквозь выходной резонатор, наводят на его сетках переменные электрические заряды, вследствие чего в резонаторе будет протекать наведённый переменный ток, а между сетками возникнет переменное напряжение, частота которого равна частоте колебаний входного резонатора. Возникающее переменное напряжение имеет такую фазу, что при прохождении электронных групп происходит торможение электронов, а при прохождении разрежений электронов — их ускорение. На отдельном графике в верхней части рис. 15.2 показана зависимость переменного напряжения в зазоре выходного резонатора от времени. В среднем за период колебаний большее число электронов тормозится, чем ускоряется. Следовательно, электронный поток отдаёт часть кинетической энергии, полученной им от источника постоянного напряжения U_0 , при ускорении между катодом и входным резонатором, полю высокой частоты выходного резонатора. Развивающееся в выходном резонаторе переменное напряжение и мощность колебаний высокой частоты значительно больше, чем напряжение и мощность, возбуждаемые во входном резонаторе.

Отводя из выходного резонатора через элемент связи B_2 (рис. 15.1) часть мощности колебаний в нагрузку, можно получить при помощи клистрона усиление колебаний сверхвысокой частоты. Электронный поток, прошедший через выходной резонатор, поступает на коллектор, отдавая ему свою кинетическую энергию в виде тепла.

Рассмотрев принцип действия клистронов на примере двухрезонаторного усилительного клистрона, можно дать следующее общее определение. Клистрон — это электронная лампа, в которой вследствие предварительной модуляции скоростей электро-

нов происходит преобразование постоянного по плотности потока электронов в переменную в пространстве, свободном от высокочастотного поля. В зависимости от характера движения электронов в пространстве, свободном от высокочастотного поля, клистроны разделяются на пролётные и отражательные. Клистроны, в которых электроны перемещаются в одном направлении, пронизывая последовательно промежутки между сетками одного или нескольких резонаторов, называются пролётными. А клистроны, в которых электроны возвращаются в резонатор тормозящим полем специального электрода — отражателя, называются отражательными.

§ 15.2. Анализ процессов в двухрезонаторном клистроне

Модуляция электронного потока по скорости

Для уяснения особенностей работы и характеристик двухрезонаторного клистрона выведем некоторые зависимости, характеризующие основные процессы в клистроне. Все приводимые ниже зависимости основаны на допущении, что электроны в луче не взаимодействуют между собой и не изменяют внешних полей. Поэтому в последующем предполагается, что электроны движутся прямолинейно, параллельно оси клистрона без взаимного осевого и радиального расталкивания. Предполагается также, что сетки или отверстия резонаторов, служащие для пропускания электронного потока, создают однородное поле, параллельное оси клистрона.

Электроны входят в первый резонатор со скоростью v_0 , которая определяется величиной ускоряющего напряжения U_0

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}. \quad (15.1)$$

Между сетками входного резонатора действует переменное напряжение (рис. 15.1)

$$u_1(t) = U_1 \sin \omega t.$$

Если считать, что расстояние между сетками входного резонатора d_1 весьма мало, а скорость электрона v_0 достаточно велика, то можно пренебречь временем пролёта электронов через входной резонатор. Тогда скорость электрона, прошедшего сквозь входной резонатор в момент t_1 , равна

$$v_1 = \sqrt{\frac{2e}{m} (U_0 + U_1 \sin \omega t_1)} = v_0 \sqrt{1 + \frac{U_1}{U_0} \sin \omega t_1}. \quad (15.2)$$

В клистродах амплитуда переменного напряжения входного резонатора U_1 обычно значительно меньше ускоряющего напряжения U_0 , поэтому, учитывая, что $\frac{U_1}{U_0} \ll 1$, ф-ла (15.2) приближённо может быть записана в виде

$$v_1 = v_0 \left(1 + \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right). \quad (15.3)$$

В действительности же угол пролёта между сетками входного резонатора конечен и его следует учитывать, так как входящий в ф-лу (15.3) член $U_1 \sin \omega t_1$ изменяется за время пролёта электронов. При $U_1 \ll U_0$ можно считать, что время пролёта τ_1 и угол пролёта θ_1 через резонатор не зависят от

фазы переменного напряжения и равны времени и углу пролёта электронов с неизменной скоростью

$$\theta = \omega \tau_1 = \frac{2\pi f d_1}{\sqrt{\frac{2e}{m} U_0}} \quad (15.4)$$

Чтобы учесть влияние времени пролёта на модуляцию по скорости, необходимо взять среднее значение члена $U_1 \sin \omega t_1$ за время пролёта электронов. Пусть электроны входят в резонатор в момент времени $t_1 - \frac{\tau_1}{2}$, а выходят из резонатора в момент $t_1 + \frac{\tau_1}{2}$, тогда среднее значение $U_1 \sin \omega t_1$ равно

$$\frac{1}{\tau_1} \int_{t_1 - \frac{\tau_1}{2}}^{t_1 + \frac{\tau_1}{2}} U_1 \sin \omega t dt = U_1 \frac{\sin \frac{\theta_1}{2}}{\frac{\theta_1}{2}} \sin \omega t_1$$

Подставляя этот результат в ф-лу (15.3) вместо $U_1 \sin \omega t_1$ окончательно получаем уравнение, определяющее модуляцию электронного потока по скорости при конечных углах пролёта θ_1 через входной резонатор

$$v_1 = v_0 \left(1 + \frac{\sin \frac{\theta_1}{2}}{\frac{\theta_1}{2}} \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right) \quad (15.5)$$

Коэффициент

$$\beta_1 = \frac{\sin \frac{\theta_1}{2}}{\frac{\theta_1}{2}} \quad (15.6)$$

характеризующий уменьшение модуляции по скорости из-за конечного угла пролёта сквозь резонатор, называется коэффициентом связи электронного потока с полем резонатора.

Если угол пролёта θ_1 через входной резонатор бесконечно мал, то несмотря на наличие переменного напряжения в зазоре, из резонатора выходит постоянный электронный поток. Энергия, отдаваемая полем резонатора электроном в полупериоды ускоряющего напряжения, равна энергии, получаемой полем от электронов в полупериоды тормозящего напряжения, поэтому средняя за период мощность, затрачиваемая на модуляцию электронного потока по скорости, равна нулю. Но в действительности из-за конечного угла пролёта ток луча, выходящего из резонатора, будет в полупериоды ускоряющих напряжений больше, чем в полупериоды тормозящих напряжений, поэтому на модуляцию по скорости (в среднем за период) затрачивается мощность, которая, как показывает более подробный анализ, равна

$$P_{1e} = \frac{I_0}{U_0} \frac{1 - \cos \theta_1 - \frac{\theta_1}{2} \sin \theta_1}{\theta_1^2} \frac{U_1^2}{2}, \quad (15.7)$$

где I_0 — постоянный ток луча, проходящий через первую сетку входного резонатора.

Мощность P_1 , подводимая к входному резонатору, расходуется на потери в самом резонаторе P_{1p} и на модуляцию электронного потока по скорости P_{1e}

$$P_1 = P_{1p} + P_{1e}. \quad (15.8)$$

Если обозначить проводимость потерь в резонаторе $g_{1p} = \frac{2P_{1p}}{U_1^2}$ и представить влияние электронного потока на входной резонатор в виде эквивалентной активной проводимости $g_{1e} = \frac{2P_{1e}}{U_1^2}$, называемой проводимостью электронной нагрузки резонатора, в которой рассеивается мощность, затрачиваемая на скоростную модуляцию, то общая активная проводимость входного резонатора при резонансе равна

$$g_1 = \frac{2P_1}{U_1^2} = g_{1p} + g_{1e}. \quad (15.9)$$

Группирование электронного потока в пролётном пространстве

Для изучения процесса группирования электронного потока в пролётном пространстве направим ось x вдоль оси луча (рис. 15.3а и б) и рассмотрим

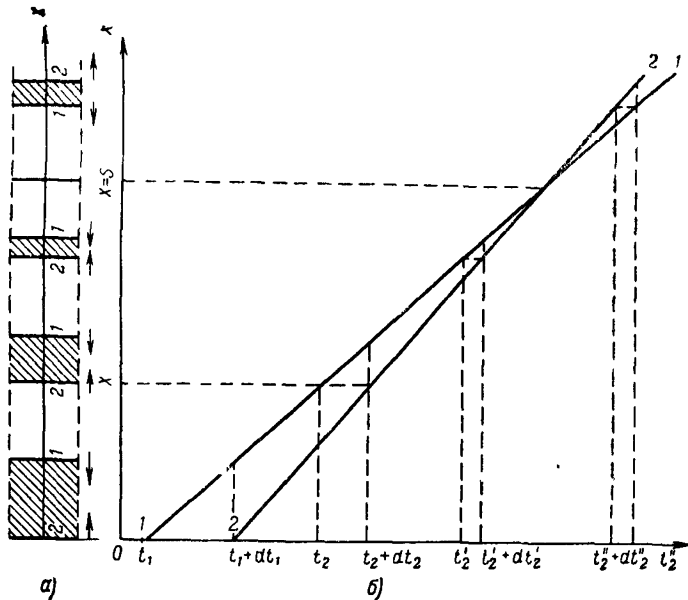


Рис. 15.3

характер перемещения электронов в пролётном пространстве. Пусть, например, в момент t_1 через середину зазора входного резонатора ($x=0$) прошёл электрон 1, а в момент t_1+dt_1 — электрон 2. Положение этих электронов вдоль луча в различные моменты времени показано на рис. 15.3а, а графики движения электронов — на рис. 15.3б. Электрон 1 проходит через точку x в момент t_2 , а электрон 2 — в момент t_2+dt_2 . Вследствие различия в скоростях через точку x электрон 2 пройдёт позже электрона 1 на промежуток времени dt_2 , отличный от dt_1 , что свидетельствует об изменении расстояния между

электронами 1 и 2. Заряд электронов dq , расположенных между плоскостями в которых находятся электроны 1 и 2, будет при движении неизменен. Тогда из закона сохранения заряда dq следует.

$$dq = I_0 dt_1 = i_2(x, t_2) dt_2, \quad (15 10)$$

где I_0 — ток луча, выходящего из входного резонатора (при $x=0$) а $i_2(x, t_2)$ — ток луча в точке x в момент t_2 .

Из уравнения (15 10) находим величину сгруппированного конвекционного тока луча $i_2(x, t_2)$ в точке x

$$i_2(x, t_2) = \frac{I_0}{\left| \frac{dt_2}{dt_1} \right|} \quad (15 11)$$

Если в некоторой точке пролетного пространства (точка $x=S$ на рис 15 3) плоскости, в которых находятся электроны 1 и 2, совпадут, то $dt_2=0$ и плотность объемного заряда и сгруппированный ток в этой точке принимают бесконечно большое значение, как это следует из ур-ния (15 11). Если же при движении электроны 1 и 2 меняются своими местами и электрон 2 опережает электрон 1, величина dt_2 будет иметь отрицательное значение. Отрицательный знак dt_2 не определяет знака, т. е. изменения направления сгруппированного тока, а только указывает на то, что электрон 2, вылетевший позже, обгоняет электрон 1, вышедший из резонатора раньше. Поэтому в ф-ле (15 11) необходимо брать абсолютное значение производной $\left| \frac{dt_2}{dt_1} \right|$.

Для нахождения выражения конвекционного тока в явной форме необходимо найти значение $\frac{dt_2}{dt_1}$. Используя (15 5) и (15 6), находим время t_2 прихода в точку x электронов, прошедших через середину зазора входного резонатора в момент t_1 ,

$$t_2 = t_1 \mp \frac{x}{v_1} = t_1 \mp \frac{x}{v_0 \left(1 + \beta_1 \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right)} \quad (15 12a)$$

При $\beta \frac{U_1}{2U_0} \ll 1$ ф-лу (15 12a) приближённо можно записать в виде

$$t_2 = t_1 \mp \frac{x}{v_0} - \beta_1 \frac{U_1}{2U_0} \frac{x}{v_0} \sin \omega t_1 \quad (15 12b)$$

Обозначим угол пролёта электрона с неизменной скоростью от середины зазора входного резонатора до точки x через

$$\theta = \frac{\omega x}{v_0} \quad (15 13)$$

и введём величину

$$r = \beta_1 \frac{U_1}{2U_0} \quad \theta = \beta_1 \frac{U_1}{2U_0} \frac{\omega x}{v_0} = \beta_1 \frac{U_1}{2U_0} \frac{\omega x}{\sqrt{\frac{2e}{m} U_0}}, \quad (15 14)$$

называемую параметром группирования. Тогда ур-ние (15 12b) может быть записано в форме

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta - r \sin \omega t_1 \quad (15 15a)$$

и

$$\frac{dt_2}{dt_1} = \frac{d(\omega t_2)}{d(\omega t_1)} = 1 - r \cos \omega t_1. \quad (15 16a)$$

Из (15 11) и (15 16а) получаем выражение для сгруппированного конвекционного тока

$$i_2(x, t_2) = \frac{I_0}{|1 - r \cos \omega t_2|} \quad (15 17)$$

Как следует из ф-лы (15 17) и рис 15 4, на котором представлена зависимость $i_2(x, t_2)$ от ωt_2 , сгруппированный ток имеет явно выраженную несинусоидальную форму. При параметре группирования $r < 1$ имеет место один максимум тока за период, при $r > 1$ образуется два бесконечно больших пика тока, которые удаляются друг от друга с увеличением r .

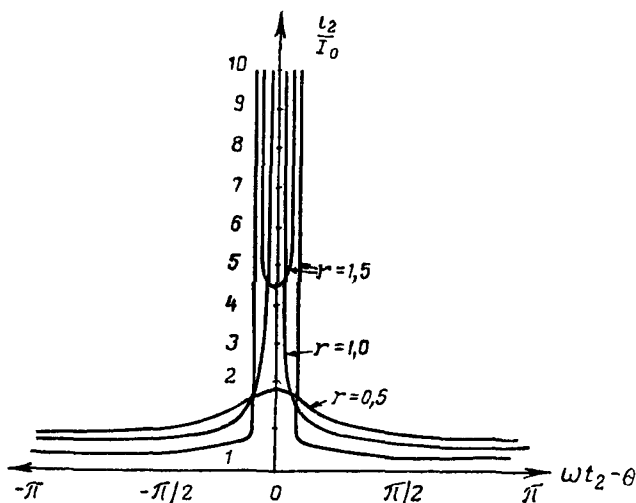


Рис 15 4

Для анализа процессов в клистроне представляет, главным образом, интерес не зависимость сгруппированного тока $i_2(x, t_2)$ от времени t_2 , а величины амплитуды и фазы составляющей этого тока угловой частоты ω или кратных ей частот. Чтобы получить эти величины, необходимо разложить выражение для сгруппированного тока (15 17) в тригонометрический ряд по ωt_2 . Однако более удобным является разложение в тригонометрический ряд не по аргументу ωt_2 , а по аргументу $\omega t_2 - \theta$, так как это избавит от ряда промежуточных преобразований. Таким образом, ищем разложение $i_2(x, t_2)$ в ряд

$$i_2(x, t_2) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos n(\omega t_2 - \theta) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin n(\omega t_2 - \theta), \quad (15 18)$$

где

$$A_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} i_2(x, t_2) d(\omega t_2 - \theta), \quad (15 19a)$$

$$A_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} i_2(x, t_2) \cos n(\omega t_2 - \theta) d(\omega t_2 - \theta), \quad (15 19б)$$

$$B_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} i_2(x, t_2) \sin n(\omega t_2 - \theta) d(\omega t_2 - \theta) \quad (15.19b)$$

Из (15.15a) следует, что

$$\omega t_2 - \theta = \omega t_1 - r \sin \omega t_1, \quad (15.15b)$$

поэтому

$$\frac{d(\omega t_2 - \theta)}{d(\omega t_1)} = 1 - r \cos \omega t_1 \quad (15.16b)$$

Подставим в (15.19a) ÷ (15.19b) величину $i_2(x, t_2)$ из (15.17) и заменим в этих интегралах переменную $\omega t_2 - \theta$ величиной ωt_1 , используя равенства (15.15b) и (15.16b) и, учитывая, что при изменении $\omega t_2 - \theta$ в пределах от $-\pi$ до $+\pi$ величина ωt_1 изменяется в тех же пределах, в результате получим:

$$\begin{aligned} A_0 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \frac{I_0}{1 - r \cos \omega t_1} \frac{d(\omega t_2 - \theta)}{d(\omega t_1)} d(\omega t_1) = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \frac{I_0}{1 - r \cos \omega t_1} (1 - r \cos \omega t_1) d(\omega t_1) = I_0; \end{aligned} \quad (15.20a)$$

аналогично

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \frac{I_0}{1 - r \cos \omega t_1} \cos(n\omega t_1 - nr \sin \omega t_1) (1 - r \cos \omega t_1) d(\omega t_1) = \\ &= 2I_0 \left\{ \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(n\omega t_1 - nr \sin \omega t_1) d(\omega t_1) \right\} \end{aligned}$$

Интеграл в фигурных скобках является интегральным представлением бесселевой функции $J_n(nr)$ первого рода n -го порядка от аргумента r

$$J_n(nr) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(n\omega t_1 - nr \sin \omega t_1) d(\omega t_1),$$

поэтому

$$A_n = 2I_0 J_n(nr) \quad (15.20b)$$

Подобным образом получим, что

$$B_n = \frac{I_0}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \sin(n\omega t_1 - nr \sin \omega t_1) d(\omega t_1) = 0 \quad (15.20b)$$

как интеграл от нечётной функции, взятый по периоду её изменения

Окончательно разложение сгруппированного тока $i_2(x, t_2)$ в тригонометрический ряд дает

$$i_2(x, t_2) = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} 2I_0 J_n(nr) \cos(n\omega t_2 - n\theta) \quad (15.21)$$

Составляющая сгруппированного тока основной частоты равна

$$I_1(t_2) = 2I_0 J_1(r) \cos(\omega t_2 - \theta) \quad (15.22)$$

и отстаёт по фазе относительно переменного напряжения во входном резонаторе на угол $\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)$.

На рис. 15.5 изображена зависимость относительной амплитуды тока основной частоты $2 J_1(r)$ от величины параметра группирования r . При малых

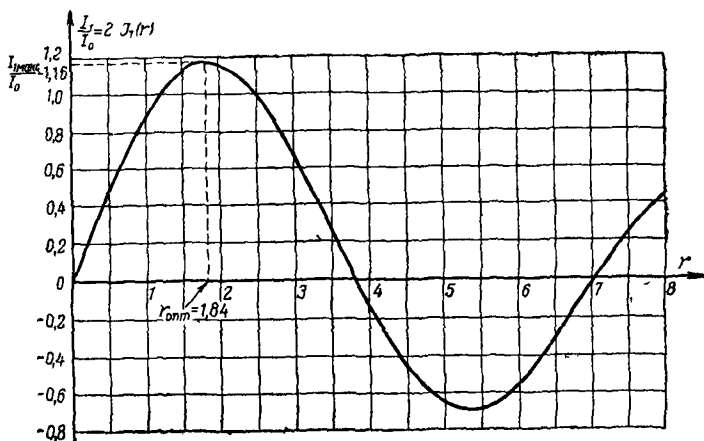


Рис. 15.5

значениях r , которые соответствуют линейному участку кривой на рис. 15.5, можно ограничиться первым членом разложения бесселевой функции в степенной ряд по r , т. е. представить

$$J_1(r) = \frac{r}{2} \quad (\text{при } r \ll 1); \quad (15.23)$$

тогда (15.22) принимает вид

$$I_1(t_2) = I_0 r \cos(\omega t_2 - \theta) = \beta_1 I_0 \frac{U_1}{2U_0} \theta \cos(\omega t_2 - \theta). \quad (15.24)$$

Следовательно, при малых амплитудах переменного напряжения входного резонатора U_1 , для которых $r \ll 1$, составляющая сгруппированного тока основной частоты пропорциональна напряжению U_1 .

Как видно из рис. 15.5, при параметре группирования $r = r_{\text{опт}} = 1,84$ амплитуда составляющей сгруппированного тока основной частоты имеет максимум, равный $I_{1\text{ макс}} = 1,16 I_0$. Значение $r = r_{\text{опт}}$ соответствует режиму оптимального группирования, когда сгруппированный ток при прохождении выходного резонатора имеет максимальную амплитуду основной частоты. Как следует из (15.14), при уменьшении переменного напряжения резонатора U_1 или увеличении ускоряющего напряжения U_0 , относительно их значений в режиме оптимального группирования, значение параметра группирования будет меньше оптимального ($r < r_{\text{опт}}$), а электронный поток будет «недогруппирован», т. е. электроны будут долетать до выходного резонатора, ещё не сгруппировавшись полностью. Наоборот, при увеличении U_1 или уменьшении U_0 относительно их значений при режиме оптимального группирования параметр группирования принимает значения, большие оптимального ($r > r_{\text{опт}}$), а электронный поток будет «перегруппированным». Это означает, что наиболее плотные группы электронов образуются в пролётом пространстве ещё до выходного резонатора, а затем плотность электронных групп уменьшается и в вы-

ходной резонатор электронный поток приходит разгруппированным, вследствие чего амплитуда тока основной частоты уменьшается.

Из рис. 15.4 или ф-лы (15.21) можно сделать заключение, что сгруппированный ток имеет сильно выраженные высшие гармоники. Величина максимальной амплитуды гармоник с возрастанием номера гармоники убывает весьма медленно, например, максимальное значение второй гармоники равно $0,973I_0$, третьей — $0,869I_0$, а десятой — $0,605I_0$. Это указывает на возможность применения пролётных клистронов не только для усиления колебаний, но и для умножения частоты.

Передача энергии сгруппированным электронным потоком выходному резонатору

Рассмотрим теперь третий процесс, лежащий в основе действия клистронов, — процесс отдачи энергии сгруппированным электронным потоком электромагнитному полю выходного резонатора.

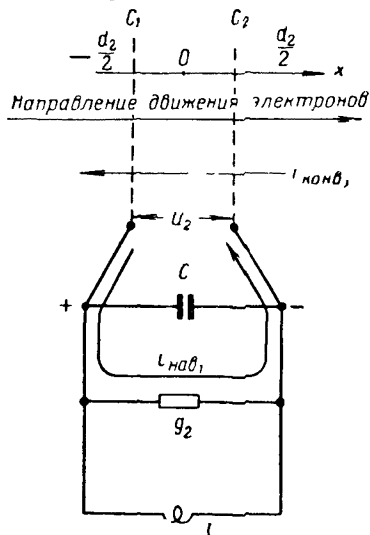


Рис. 15.6

Сгруппированный электронный поток, проходящий сквозь резонатор, вызывает в нём наведённый ток, который создаёт в резонаторе переменное напряжение, тормозящее движение электронных групп. Резонатор можно представить в виде эквивалентного параллельного колебательного контура L, C и g_2 , к которому присоединены сетки C_1 и C_2 (рис. 15.6). В действительности эквивалентная ёмкость C является в основном ёмкостью зазора резонатора, т. е. ёмкостью между сетками; однако для вычисления наведённого тока это не имеет значения.

При рассмотрении процесса отдачи энергии достаточно ограничиться вычислением составляющей наведённого тока основной частоты, на которую настроен резонатор, так как прохождение через резонатор составляющих конвекционного тока других частот не будет вызывать в нём заметных напряжений этих частот. Составляющая наведённого тока основной частоты $I_{н1}$ во внешней цепи, присоединённой к сеткам, связана с составляющей конвекционного тока

основной частоты $I_1(x, t_2)$ соотношением (5.10)

$$I_{н1}(t_2) = \frac{1}{d_2} \int_{x=-\frac{d_2}{2}}^{\frac{d_2}{2}} I_1(x, t_2) dx \quad (15.25)$$

Составляющая $I_1(x, t_2)$ определяется ф-лой (15.22), в которой угол пролёта θ зависит, согласно (15.13), от расстояния x между серединой зазора входного резонатора и точкой, в которой определяется ток. Пусть расстояние от второй сетки входного резонатора до первой сетки выходного резонатора равно l , тогда угол пролёта в пространстве между резонаторами

$$\theta_0 = \frac{\omega l}{v_0}. \quad (15.26)$$

Если теперь отсчитывать расстояние x внутри зазора выходного резонатора от середины этого зазора, как это изображено на рис. 15.6, то угол θ в точке x между сетками

$$\theta = \frac{\omega}{v_0} \left(\frac{d_1}{2} + l + \frac{d_2}{2} + x \right) = \frac{\theta_1}{2} + \theta_0 + \frac{\theta_2}{2} + \frac{\omega x}{v_0},$$

а величина конвекционного тока из (15.22)

$$I_1(x, t_2) = 2\kappa I_0 J_1(r) \cos \left(\omega t_2 - \theta_0 - \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} - \frac{\omega x}{v_0} \right), \quad (15.27)$$

где κ — коэффициент прохождения тока (отношение тока, входящего во второй резонатор к общему катодному току), а

$$\theta_2 = \frac{\omega d_2}{v_0} \quad (15.28)$$

— угол пролета между сетками выходного резонатора

Учитывая, что параметр группирования r весьма мало изменяется при изменении угла пролёта между сетками выходного резонатора, будем в ф-ле (15.27) считать $J_1(r)$ постоянной величиной, соответствующей значению r для середины промежутка между сетками. Поэтому, подставляя (15.27) в (15.25), будем иметь

$$\begin{aligned} I_{\kappa 1}(t_2) &= \frac{2\kappa I_0 J_1(r)}{d_2} \int_{x=-\frac{d_2}{2}}^{x=\frac{d_2}{2}} \cos \left(\omega t_2 - \theta_0 - \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} - \frac{\omega x}{v_0} \right) dx = \\ &= 2\beta_2 \kappa I_0 J_1(r) \cos \left(\omega t_2 - \theta_0 - \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \right), \end{aligned} \quad (15.29)$$

где

$$\beta_2 = \frac{\sin \frac{\theta_2}{2}}{\frac{\theta_2}{2}} \quad (15.30)$$

представляет собой коэффициент связи электронного потока с полем выходного резонатора.

Амплитуда наведённого тока в выходном резонаторе

$$I_{\kappa 1} = 2\beta_2 \kappa I_0 J_1(r) \quad (15.31)$$

изменяется по сравнению с амплитудой конвекционного тока в β_2 раз. Наведённый ток в выходном резонаторе сдвинут по фазе по отношению к переменному напряжению во входном резонаторе на угол $\left(\theta_0 + \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} - \frac{\pi}{2} \right)$.

Фаза наведённого тока и параметр группирования определяются не только углом пролёта θ_0 в пролётном пространстве, но и углами пролёта между сетками $\frac{\theta_1}{2}$ и $\frac{\theta_2}{2}$. Это указывает на то, что группирование электронного потока происходит не только в пролётном пространстве, но частично и в зазорах между сетками входного и выходного резонаторов, что учитывается углами пролёта $\frac{\theta_1}{2}$ и $\frac{\theta_2}{2}$. Поэтому удобнее ввести угол пролёта от середины пространства между сетками входного резонатора до середины пространства

между сетками выходного резонатора

$$\theta'_0 = \theta_0 + \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} = \frac{\omega}{v_0} \left(l + \frac{d_1}{2} + \frac{d_2}{2} \right), \quad (15.32)$$

который определяет фазу тока, наводимого в выходном резонаторе, и величину параметра группирования r .

На рис. 15.6 показано направление движения электронного потока, направление основной составляющей конвекционного тока и наведённого тока в резонаторе. Наведённый ток вызывает между сетками переменное напряжение с амплитудой U_2 , тормозящее движение групп электронов. При настройке выходного резонатора в резонанс амплитуда возникающего в нём напряжения равна

$$U_2 = \frac{I_{\kappa 1}}{g_2} = \frac{2\beta_2 \kappa I_0 J_1(r)}{g_2}. \quad (15.33)$$

В этой формуле величина эквивалентной проводимости выходного резонатора при резонансе

$$g_2 = g_{2p} + g_{2\kappa} + g_{2e},$$

где g_{2p} — проводимость потерь в резонаторе, $g_{2\kappa}$ — эквивалентная проводимость нагрузки, присоединяемой к выходному резонатору, а g_{2e} — проводимость электронной нагрузки выходного резонатора.

В выходном резонаторе сгруппированный электронный поток, подвергаясь воздействию переменного напряжения, не только отдаёт часть своей энергии полю резонатора, но, как и во входном резонаторе, модулируется по скорости. Модуляция по скорости электронного луча в выходном резонаторе значительно сильнее, чем во входном, вследствие значительно большей величины амплитуды напряжения выходного резонатора.

Выходная мощность и коэффициент усиления двухрезонаторного клистрона

Средняя за период мощность, отдаваемая электронным потоком выходному резонатору при настройке его в резонанс, как следует из (15.31) и (15.33), равна

$$P_e = \frac{I_{\kappa 1} U_2}{2} = \kappa \beta_2 I_0 J_1(r) U_2. \quad (15.34)$$

Электронный кпд определяется как отношение мощности, отдаваемой электронным лучом, к подводимой мощности постоянного тока, т. е.

$$\eta_e = \frac{P_e}{P_0} = \frac{\beta_2 \kappa I_0 J_1(r) U_2}{I_0 U_0} = \beta_2 \kappa J_1(r) \frac{U_2}{U_0}. \quad (15.35)$$

Амплитуда напряжения выходного резонатора U_2 не может превышать ускоряющего напряжения U_0 , так как в противном случае значительная часть электронного потока выбрасывалась бы из выходного резонатора обратно к катоду, что привело бы к резкому падению мощности. Максимальный электронный кпд клистрона при оптимальном группировании [$r_{опт} = 1,84$, $J_1(r_{опт}) = 0,58$], полагая $U_2 = U_0$, $\kappa = 1$ и $\beta_2 = 1$, составляет 58%.

Мощность P_e , отдаваемая полю резонатора электронным лучом, частично рассеивается в виде тепла в резонаторе и затрачивается на дополнительную модуляцию электронного потока по скорости, поэтому выходная мощность, поступающая в нагрузку на выходе клистрона, равна

$$P_{вых} = \frac{g_{2\kappa}}{g_2} P_e = \frac{g_{2\kappa}}{g_2} \beta_2 \kappa I_0 J_1(r) U_2 = 2 \frac{g_{2\kappa}}{g_2} \beta_2^2 \kappa^2 I_0^2 [J_1(r)]^2. \quad (15.36)$$

Вследствие перехвата части электронного потока электродами, потерь мощности в выходном резонаторе, а также и по другим причинам практическое значение кпд клистрона значительно меньше максимального теоретического значения электронного кпд клистрона и не превосходит обычно 20%.

Важными параметрами клистрона являются коэффициенты усиления по напряжению и по мощности. Коэффициент усиления по напряжению, согласно (15.33) и (15.14), равен

$$K_u = \left| \frac{U_2}{U_1} \right| = \frac{2\beta_2 \kappa I_0 J_1(r)}{g_2 U_1} = \frac{\kappa \beta_1 \beta_2}{2g_2} \frac{I_0}{U_0} \theta'_0 \frac{2J_1(r)}{r}. \quad (15.37a)$$

График функции $\frac{2J_1(r)}{r}$ в зависимости от r , характеризующий изменение K_u с ростом r , изображён на рис. 15.7. Максимальное значение коэффи-

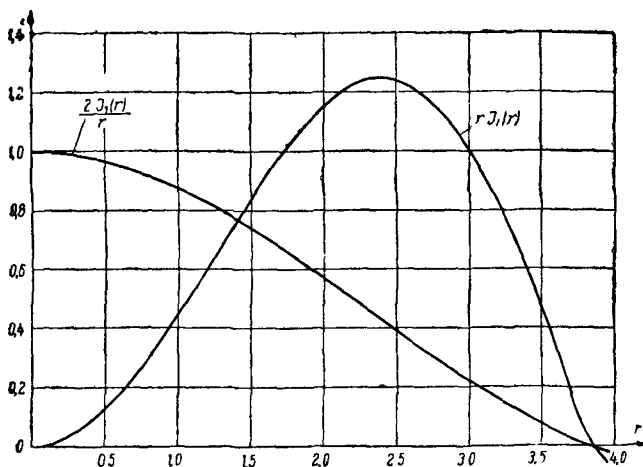


Рис. 15.7

циент усиления имеет при малых величинах параметра группирования r , т. е. при малых амплитудах входного сигнала U_1 ,

$$K_{u \text{ макс}} = \frac{\beta_1 \beta_2 \kappa}{2g_2} \frac{I_0}{U_0} \theta'_0. \quad (15.37b)$$

Коэффициент усиления по мощности — отношение выходной мощности к мощности, подводимой к входному резонатору, как следует из (15.36), (15.9) и (15.14), равен

$$\begin{aligned} K_p &= \frac{P_{\text{вых}}}{P_1} = \frac{2 \frac{g_{2H}}{g_2^2} \beta_2^2 \kappa^2 I_0^2 [J_1(r)]^2}{\frac{1}{2} g_1 U_1^2} = \\ &= \frac{\beta_1^2 \beta_2^2}{4} \frac{g_{2H}}{g_1 g_2^2} \left(\frac{\kappa I_0}{U_0} \right)^2 \left[\frac{2J_1(r)}{r} \right]^2 \theta_0'^2. \end{aligned} \quad (15.38a)$$

Коэффициент усиления по мощности также имеет максимум при малых сигналах, равный

$$K_{p \text{ макс}} = \frac{\beta_1^2 \beta_2}{4} \frac{g_{2н}}{g_1 g_2^2} \left(\frac{\kappa I_0}{U_0} \right)^2 \theta_0'^2. \quad (15.386)$$

и уменьшается с увеличением мощности, подводимой к входному резонатору.

Поэтому следует различать два режима работы усилительного клистрона: режим максимального усиления и режим максимальной выходной мощности. Выходная мощность, как было указано выше, максимальна при $r=1,84$, тогда как при этом значении r коэффициент усиления по мощности составляет 0,40 от максимального.

Обычно коэффициент усиления измеряют не в относительных, а в логарифмических единицах — децибелах

$$L = 10 \lg_{10} \frac{P_{\text{вых}}}{P_1} = 10 \lg_{10} K_p \text{ (дб)}.$$

Двухрезонаторные клистроны в режиме максимального усиления имеют коэффициент усиления по мощности порядка 20 дб (100 раз), а в режиме максимальной выходной мощности — порядка 10—15 дб.

Изложенная в этом параграфе теория двухрезонаторных клистронов, пренебрегающая влиянием пространственного заряда, даёт правильное представление о механизме процессов и объясняет основные закономерности, но для реальных ламп оказывается недостаточно точной. Влияние пространственного заряда проявляется в существовании расталкивающих сил, противодействующих группированию электронов, что приводит к уменьшению степени группирования, которая имела бы место при отсутствии пространственного заряда. Это явление носит название продольного разгруппирования. Наряду с этим, пространственный заряд при возникновении электронных групп создаёт также силы, расталкивающие электронные группы в радиальном направлении (радиальная, или поперечная, разгруппировка). Разгруппировка более сильно проявляется при длительном движении электронов в полётном пространстве, т. е. при больших углах пролёта θ_0' , вызывая уменьшение сгруппированного тока ¹⁾.

§ 15.3. Процессы в многорезонаторных клистропах

Для увеличения коэффициента усиления, выходной мощности и кпд пролётных клистронов при одной и той же подводимой мощности источников постоянного тока используются многорезонаторные клистроны. Устройство такого клистрона изображено на рис. 15.8. В многорезонаторных клистропах, в отличие от

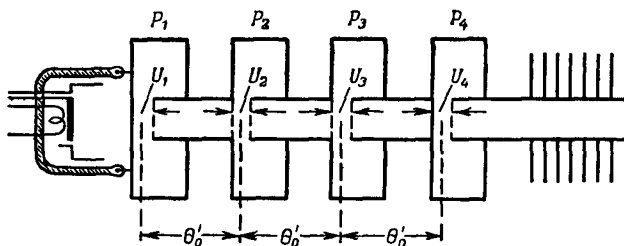


Рис. 15.8

¹⁾ Ю. А. Кацман. Вопросы теории многорезонаторных клистронов. Связьиздат, 1958 г.

двухрезонаторных, между входным и выходным резонаторами вдоль электронного луча располагается один или несколько промежуточных резонаторов.

Малое переменное напряжение, подводимое от внешнего источника к входному резонатору многорезонаторного клистрона, будет создавать так же, как и в двухрезонаторном клистроне, модуляцию по скорости и группирование электронного потока. Сгруппированный электронный поток вызовет во втором резонаторе электромагнитные колебания значительно большей амплитуды, чем в первом резонаторе. Напряжение во втором резонаторе, в свою очередь, создаёт значительно большую, чем в первом резонаторе, модуляцию электронного потока по скорости, который при дальнейшем движении за вторым резонатором будет группироваться и создавать колебания в третьем резонаторе с ещё большей амплитудой. При прохождении через следующие резонаторы электронный поток будет создавать в них колебания с амплитудой, возрастающей от резонатора к резонатору до тех пор, пока амплитуда колебаний не станет примерно равной ускоряющему напряжению. Этот процесс многократной модуляции по скорости и многократного группирования электронного потока называется каскадным группированием. На рис. 15.9 изображены графики движения электронов при каскадном группировании в трёхрезонаторном клистроне.

Пролётный клистрон с $n+1$ резонатором представляет собой как бы n -ступенный усилитель на двухрезонаторных клистронах с той разницей, что в многорезонаторном клистроне используется один электронный поток, а промежуточные резонаторы одновременно играют роль выходного резонатора предыдущей ступени и входного резонатора следующей ступени. Многорезонаторный клистрон имеет те очевидные преимущества, что подводимая мощность постоянного тока будет вследствие использования одного электронного потока в n раз меньше, чем в n -ступенном усилителе на двухрезонаторных клистронах, а коэффициент усиления больше из-за меньшего числа резонаторов, в которых часть мощности расходуется на тепловые потери.

Рассмотрим работу усилительного многорезонаторного клистрона в режиме усиления малых сигналов и найдем выражение для коэффициента усиления в случае, когда все резонаторы настроены на частоту входного сигнала. Пусть клистрон имеет n одинаковых резонаторов, которые равномерно расположены вдоль оси клистрона. Обозначим угол пролёта между центрами соседних резонаторов θ_0 , а амплитуду переменного напряжения и основную составляющую конвекционного тока в зазоре s -го резонатора соответственно U_s и I_s , тогда из (15.31) и (15.33)

$$U_s = \frac{\beta}{g} I_s, \quad (15.39)$$

где β — коэффициент связи электронного луча с полем резонатора,
 g — эквивалентная проводимость резонатора при резонансе.

Предположим, что амплитуды напряжений в любом из резонаторов, кроме последнего, малы по сравнению с постоянным ускоряющим напряжением ($\frac{U_s}{U_0} \ll 1$) и что максимальная величина параметра группирования, обу-

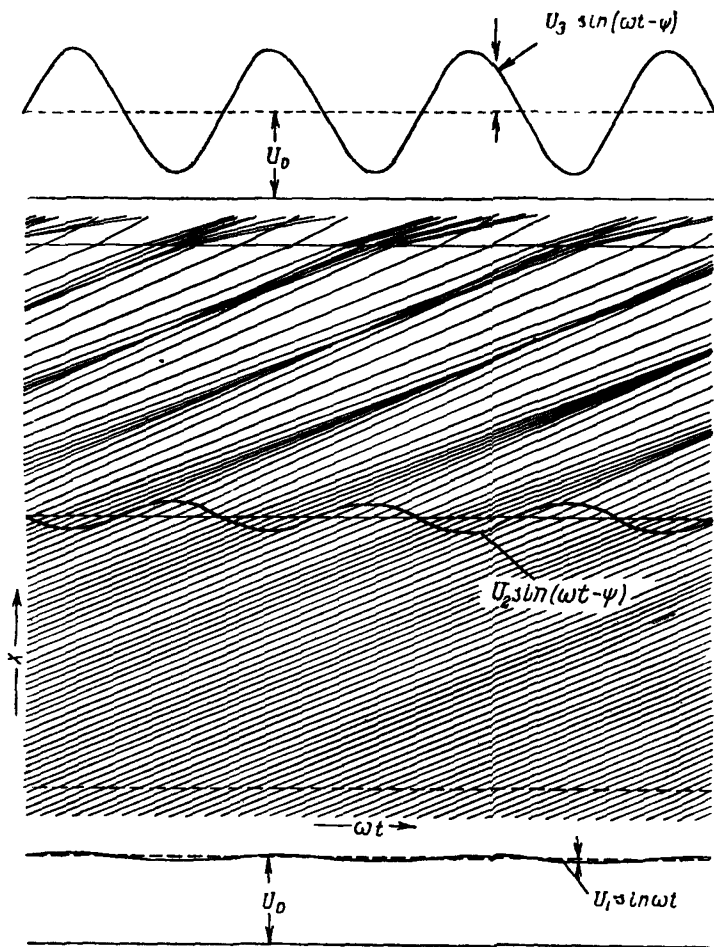


Рис. 15.9

словенная напряжением любого из резонаторов, значительно меньше единицы:

$$(r_s)_{\text{макс}} = \beta \frac{U_s}{2U_0} (n-s) \theta'_0 \ll 1. \quad (s = 1, 2, \dots, n-1). \quad (15.40)$$

При этом условии амплитуда составляющей сгруппированного тока основной частоты, как следует из (15.24), пропорциональна амплитуде напряжения в резонаторе. Представим напряжение $u_s(t) = U_s \sin \omega t$, действующее в s -м резонаторе, и выражение (15.24) для основной составляющей сгруппи-

рованного тока, создаваемое напряжением s -го резонатора, в комплексной форме:

$$u_s(t) = -iU_s e^{i\omega t} = \dot{U}_s e^{i\omega t},$$

$$I_s(t) = \beta I_0 \frac{U_s}{2U_0} \Theta e^{i(\omega t - \Theta)} = \dot{I}_s e^{i\omega t},$$

где

$$U_s = -iU_s, \quad (15.41)$$

$$I_s = \beta I_0 \frac{U_s}{2U_0} \Theta e^{-i\Theta} \quad (15.42)$$

— соответственно комплексные амплитуды напряжения s -го резонатора и основной составляющей сгруппированного тока, создаваемого этим напряжением.

Из (15.41) и (15.42) следует соотношение между \dot{I}_s и \dot{U}_s

$$\dot{I}_s = i\beta I_0 \frac{\dot{U}_s}{2U_0} \Theta e^{-i\Theta}, \quad (15.43)$$

где Θ — угол пролёта от середины s -го резонатора до точки, в которой определяется ток.

При сделанных выше предположениях составляющая сгруппированного тока основной частоты, проходящего через зазор n -го резонатора, равна сумме составляющих сгруппированного тока основной частоты, создаваемых предыдущими $(n-1)$ резонаторами, поэтому из (15.43) имеем

$$\dot{I}_n = \sum_{s=1}^{n-1} i\beta \dot{U}_s \frac{I_0}{2U_0} (n-s) \Theta'_0 e^{-i(n-s)\Theta'_0} \quad (n \geq 2). \quad (15.44)$$

Амплитуда напряжения в n -м резонаторе из (15.39) и (15.44) равна

$$U_n = i \frac{\beta^2}{2g} \frac{I_0}{U_0} \Theta'_0 \sum_{s=1}^{n-1} \dot{U}_s (n-s) e^{-i(n-s)\Theta'_0} \Theta'_0. \quad (15.45)$$

Формула (15.45) даёт амплитуду напряжения \dot{U}_n в комплексной форме, тогда как для определения коэффициента усиления необходимо найти абсолютную величину его. Для этого нужно сделать в (15.44) замену

$$\dot{U}_s e^{+is\Theta'_0} = \bar{U}_s \quad (s = 1, 2, \dots, n).$$

В результате получим выражение для амплитуды напряжения в n -м резонаторе через напряжения в предыдущих резонаторах

$$\bar{U}_n = K \sum_{s=1}^{n-1} \bar{U}_s (n-s) \quad (n \geq 2), \quad (15.46)$$

где

$$K = i \frac{\beta^2}{2g} \frac{I_0}{U_0} \Theta'_0. \quad (15.47)$$

Последовательно вычисляя \bar{U}_n из (15.46) для $n=2, 3, 4$ и 5 , получим коэффициенты усиления по напряжению двух-, трёх-, четырёх- и пятирезонатор-

ного клистрона в режиме малых сигналов:

$$\left. \begin{aligned} n=2 \quad K_2 &= \left| \frac{\bar{U}_2}{\bar{U}_1} \right| = |K| \\ n=3 \quad K_3 &= \left| \frac{\bar{U}_3}{\bar{U}_1} \right| = |K^3 + 2K| \\ n=4 \quad K_4 &= \left| \frac{\bar{U}_4}{\bar{U}_1} \right| = |K^3 + 4K^2 + 3K| \\ n=5 \quad K_5 &= \left| \frac{\bar{U}_5}{\bar{U}_1} \right| = |K^4 + 6K^3 + 10K^2 + 4K| \end{aligned} \right\}. \quad (15.48)$$

Для произвольного числа резонаторов n коэффициент усиления, получаемый из решения уравнения (15.47), равен

$$K_n = \left| \frac{\bar{U}_n}{\bar{U}_1} \right| = \left| \frac{K}{2\sqrt{K + \frac{K^2}{4}}} \left[\left(1 + \frac{K}{2} + \sqrt{K + \frac{K^2}{4}} \right)^n - \left(1 + \frac{K}{2} - \sqrt{K + \frac{K^2}{4}} \right)^n \right] \right|. \quad (15.49)$$

Из (15.48) и (15.49) видно, что коэффициент усиления n -резонаторного клистрона больше, чем K^{n-1} , т. е. больше, чем коэффициент усиления усилителя с $(n-1)$ ступенями на двухрезонаторных клистронах. Это свойство есть следствие того, что группирование электронного потока усиливается в результате совместного действия напряжений всех резонаторов, кроме последнего.

На рис. 15.10 представлена зависимость коэффициента усиления в логарифмических единицах $\left(L = 10 \lg_{10} \frac{P_n}{P_1} = 20 \lg_{10} \left| \frac{\bar{U}_n}{\bar{U}_1} \right| \right)$ от коэффициента уси-

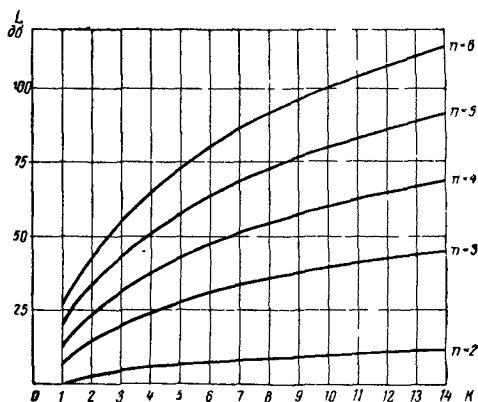


Рис. 15.10

ления в промежутке между двумя резонаторами K и от числа резонаторов n . Многорезонаторные клистроны как усилители слабых сигналов обладают наивысшим среди ламп для сверхвысоких частот усилением, однако они не пригодны для усиления очень малых сигналов, сравнимых с уровнем шумов, так как внутренние шумы усилительных пролётных клистронов достаточно велики.

В режиме максимальной выходной мощности при переменных напряжениях в выходном резонаторе, сравнимых с ускоряющим

напряжением, многорезонаторные, и в частности, трёхрезонаторные клистроны, имеют более высокий кпд и выходную мощность, чем двухрезонаторные клистроны при одинаковой

подводимой мощности постоянного тока. Более высокие кпд и выходная мощность обусловлены характером группирования при больших амплитудах, которое можно объяснить, используя рис. 15.9. Центр группы электронов, образованный напряжением первого резонатора, проходит через второй резонатор при максимуме тормозящего напряжения в нём. Под воздействием напряжения второго резонатора происходит дополнительное группирование электронов, которое имеет центром электроны, проходящие через второй резонатор, когда напряжение в нём равно нулю, переходя из тормозящего в ускоряющее. Группы электронов, образованные под воздействием напряжения второго резонатора, состоят из электронов, прошедших через второй резонатор в течение полупериода от максимального тормозящего до максимального ускоряющего напряжения. Поэтому в группу электронов после второго резонатора входит не только вся группа электронов, образованная напряжением первого резонатора, но и часть электронов, которые составляли разрежение при группировании после первого резонатора.

В результате такого совместного действия напряжений первого и второго резонаторов, усиливающих группирование электронов, максимальная величина составляющей сгруппированного тока основной частоты увеличивается в 1,28 раза по сравнению с двухрезонаторным клистроном, а наибольший теоретический электронный кпд трёхрезонаторного клистрона равен 74 %. Реальный кпд его составляет 35—40 %.

В пролётных клистромах с числом резонаторов более трёх для получения возможно большего усиления и максимальной выходной мощности и кпд в начальной части клистрона используется режим максимального усиления, а в конечной части его, где амплитуды напряжения в резонаторах сравнимы с ускоряющим напряжением, стремятся достигнуть оптимального группирования и наибольших мощности и кпд. Пролётные клистроны, имеющие резонаторы с высокой добротностью, являются узкополосными усилителями, лишь при расстройке резонаторов относительно средней частоты удаётся расширить полосу усиливаемых частот до 3—5 % от значения номинальной частоты за счёт существенного уменьшения коэффициента усиления.

§ 15.4. Конструкции и характеристики пролётных клистронов

По конструкции пролётные клистроны разделяются на клистроны с внутренними резонаторами и клистроны с внешними резонаторами.

В клистромах с внутренними резонаторами, которые показаны на рис. 15.11 и 15.12, резонаторы составляют часть вакуумной оболочки лампы. Возбуждение колебаний во входном резонаторе и отвод мощности из выходного резонатора в случае малых мощностей осуществляется при помощи витков связи,

присоединяемых к коаксиальным линиям через стеклянное вакуумное уплотнение. Элемент связи *В* подобной конструкции имеет клистрон, изображённый на рис. 15.12. Настройка резонаторов производится при помощи изменения зазора резонатора путём деформации его гибких торцевых стенок или посредством введения плунжера в полость резонатора через гибкое вакуумплотное соединение. Первый способ настройки вакуумных резонаторов показан на рис. 15.11, а второй — на рис. 15.12, где

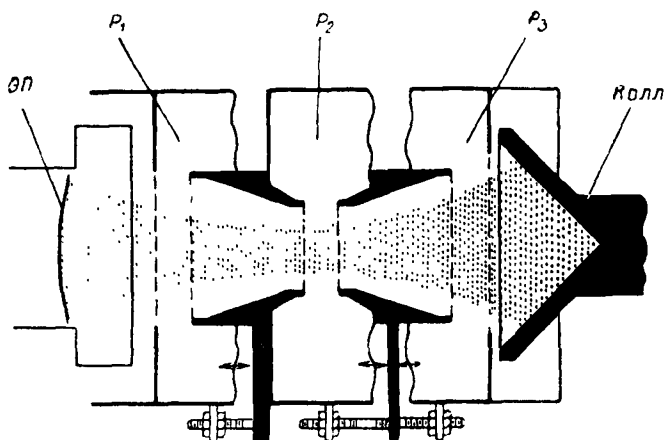


Рис. 15.11

плунжер *Пл*, изменяющий частоту резонатора, перемещается микрометрическим винтом *М*, а в качестве гибкого вакуумплотного соединения служит гофрированный цилиндр *С*.

В клистронах с внешними резонаторами зазоры и часть полости резонатора находятся внутри вакуумной части лампы, а оболочки резонаторов, ограничивающие остальные части полости, вне её. Это осуществляется применением спаев керамических колец с металлической оболочкой клистрона. Клистрон такого типа представлен на рис. 15.13; в поперечном сечении металлические части изображены штриховкой с пунктиром, а керамические разделительные кольца — крестообразной штриховкой. Достоинство такой конструкции заключается в упрощении вакуумной части лампы и в размещении органов настройки резонаторов и элементов связи вне лампы. Клистроны с внешними резонаторами имеют широкий диапазон перестройки и относительно малое изменение мощности по диапазону перестройки.

Коллектор и резонаторы при работе находятся под одним и тем же потенциалом. Для более равномерного оседания электронного потока и устранения местных перегревов внутренняя поверхность коллектора имеет форму, близкую к конической. В зависимости от мощности клистрона используется естественное

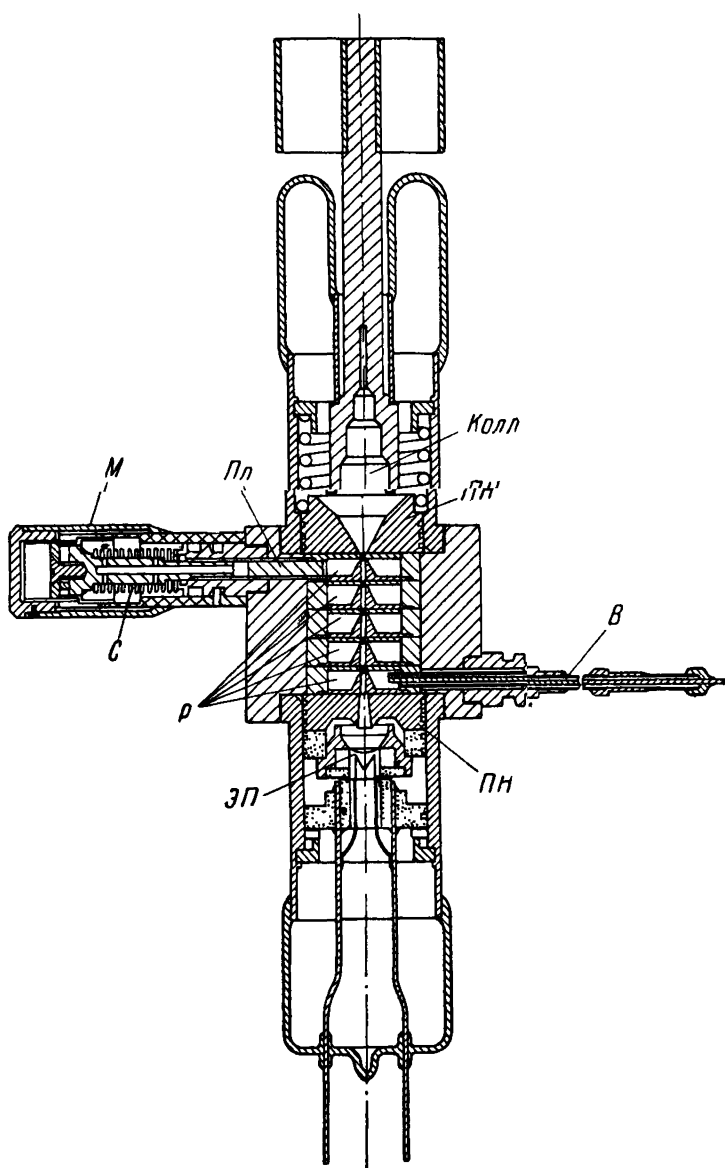


Рис. 15.12

или принудительное воздушное или водяное охлаждение коллатора, а иногда и корпуса клистрона

Применение сеток в зазорах резонатора для ограничения области поля высокой частоты увеличивает коэффициент связи луча с полем резонатора, но уменьшает прохождение тока. Температура сеток ставит предел максимальной мощности клистронов. Поэтому мощные клистроны не имеют сеток.

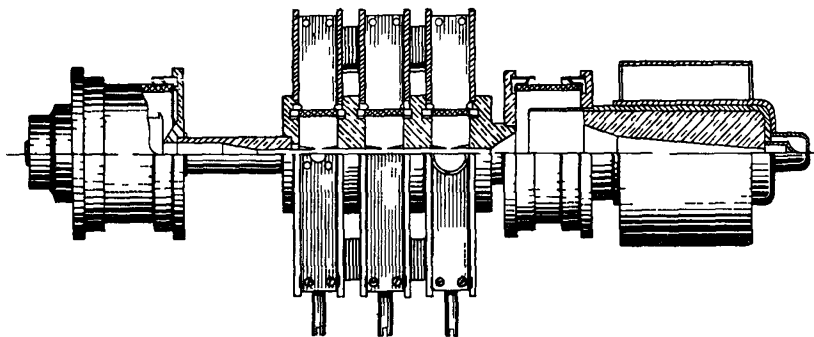


Рис 15.13

Для формирования электронного луча в пролётных клистро-нах используется электростатическая электронная пушка, а большая плотность тока и малое оседание луча вдоль длин-ного пространства группирования обеспечивается применением одного из трёх способов фокусировки: ионной фокусировки, фо-кусировки пространственным зарядом или фокусировки магнит-ным полем.

При ионной фокусировке положительные ионы, образовав-шиеся из молекул остаточного газа, нейтрализуют простран-ственный заряд электронов луча, что обеспечивает движение элек-тронного луча вдоль пролётного пространства без расхождения в радиальном направлении. Ионная фокусировка применяется только в клистро-нах непрерывного режима, имеющих резонато-ры с сетками, так как в импульсных клистро-нах к началу им-пульса не существует ионов, необходимых для фокусировки луча.

В случае фокусировки пространственным зарядом фокуси-рующие электростатические поля электронной пушки создают сходящийся аксиально-симметричный поток электронов, как это изображено на рис. 15.11. В пролётном пространстве, где отсут-ствуют фокусирующие поля, электронный луч вначале продол-жает сходиться, но под воздействием сил пространственного заряда, направленных перпендикулярно оси луча, вскоре стано-вится расходящимся. Таким образом, диаметр электронного луча не является постоянным по длине, вначале он уменьшает-

ся, а затем, достигнув некоторого минимального значения, снова увеличивается.

Наиболее широко в пролётных клистронах применяется третий способ — фокусировка луча посредством продольного магнитного поля. При этом способе электронный луч формируется электронной пушкой и вводится в однородное аксиальное магнитное поле, которое сохраняет неизменным диаметр луча на требуемом расстоянии. Магнитное поле создаётся либо соленоидами, через которые пропускается постоянный ток, либо постоянными магнитами. В последнем случае полюсные наконечники магнита являются элементом конструкции лампы. На рис. 15.12 изображён пятирезонаторный клистрон с встроенными полюсными наконечниками, которые обозначены ПН.

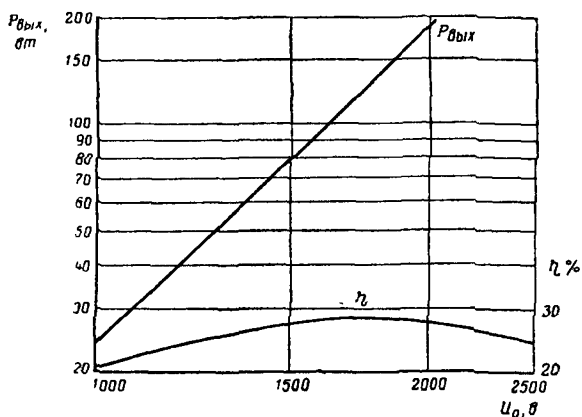


Рис. 15.14

На рис. 15.14 показана типичная зависимость выходной мощности и кпд многорезонаторного клистрона от ускоряющего напряжения U_0 . Из рисунка видно, что пролётные клистроны могут быть использованы для получения разных значений мощности посредством изменения ускоряющего напряжения, при этом кпд изменяется мало. Выходная мощность при малом изменении кпд изменяется примерно пропорционально $U_0^{5/2}$, так как ток луча изменяется пропорционально $U_0^{3/2}$.

На рис. 15.15 изображена зависимость выходной мощности $P_{\text{вых}}$ от мощности $P_{\text{вх}}$, подводимой к входному резонатору, для импульсного двухрезонаторного усилительного клистрона (кривая a). Характерно, что выходная мощность в зависимости от $P_{\text{вх}}$ вначале быстро возрастает, а затем в значительном интервале остаётся примерно постоянной. На этом же рисунке показана построенная по ф-ле (15.36) теоретическая кривая изменения мощности (кривая b), которая заметно отличается от кривой a в области больших значений $P_{\text{вх}}$.

Пролётные клистроны являются эффективными усилителями мощности в диапазоне от 2 м до миллиметровых волн. Клистроны непрерывного генерирования и импульсные клистроны разработаны на различные выходные мощности и диапазоны частот. Импульсные клистроны могут создавать мощность порядка

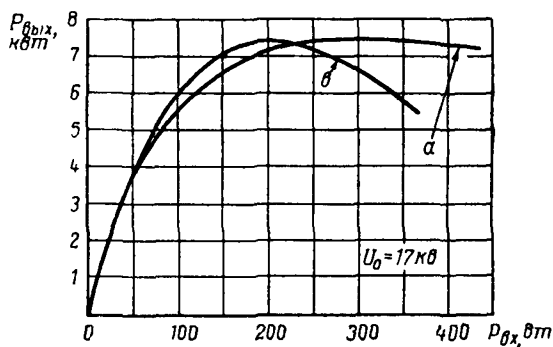


Рис. 15.15

20 Мвт и выше, а в непрерывном режиме максимально достигнутая клистрономы мощность составляет несколько десятков киловатт. В табл. 15.1 приведены параметры некоторых многорезонаторных клистронов, характеризующие их технические возможности.

Таблица 15.1

Число резонаторов	Частота Мгц	Усиление дб	Кпд %	Мощность кВт	Полоса усиливаемых частот, %	Режим работы
2	9310	14	18	7,5	0,45	импульсный
3	450	25	40	12	1,3	непрерывный
3	720—1000	30	42	10	0,25	»
3	2857	35	33	20 000	0,25	импульсный
4	6000	50—60	>30	2	—	непрерывный
4	2150—2400	50—60	>30	10	—	»
5	9550	70	9,7	0,01	0,02	»
5	24 000	70	4	0,004	0,2	»
6	10 000	105	20	2,5	0,1	импульсный

Достоинствами пролётных клистронов по сравнению с другими типами ламп для сверхвысоких частот являются: большой коэффициент усиления по мощности, большая достижимая ве-

личина выходной мощности и практически полное отсутствие связи между выходными и входными цепями, благодаря чему они широко применяются в радиотехнике

§ 15.5. Физические процессы в отражательных клистронах

Отражательный клистрон представляет собой однорезонаторный клистрон, в котором электронный поток после прохождения резонатора изменяет направление движения под воздействием отражателя—электрода, потенциал которого ниже потенциала катода, и проходит через резонатор во второй раз. Конструкции отражательных клистронов, явившихся прототипами современных образцов, были впервые предложены и разработаны в Советском Союзе Н. Д. Девятковым, В. Ф. Коваленко и др. Основы теории отражательных клистронов даны в работах В. И. Калинина, С. Д. Гвоздовера, Я. П. Терлецкого и др. В. Ф. Коваленко предложил безынерционный способ изменения частоты отражательного клистрона, получивший название электронной настройки.

Устройство отражательного клистрона и распределение потенциала в нём схематически изображено на рис. 15.16. Электронный поток, эмитируемый катодом K , так же как и в пролётном клистроне, ускоряется постоянным напряжением U_0 , приложенным между катодом и резонатором. Электроны при пролёте между катодом и резонатором приобретают скорость v_0 . Между сетками C_1 и C_2 резонатора действует переменное напряжение $u(t_1) = U_1 \sin \omega t_1$, амплитуда U_1 которого мала по сравнению с ускоряющим напряжением U_0 . Электронный поток при прохождении через резонатор модулируется переменным напряжением по скорости и поступает в пространство между второй сеткой резонатора C_2 и отражателем $Отр$, называемое пространством группирования. К отражателю приложено отрицательное относительно катода напряжение $-U_{отр}$, поэтому в пространстве $C_2 - Отр$ существует тормозящее поле, под воздействием которого электронный поток, не достигая отражателя, изменяет направление движения на обратное и проходит через резонатор во второй раз. При движении модулированного по скорости электронного потока в пространстве резонатор — отражатель происходит преобразование модуляции по скорости в модуляцию по плотности — группирование электронного потока.

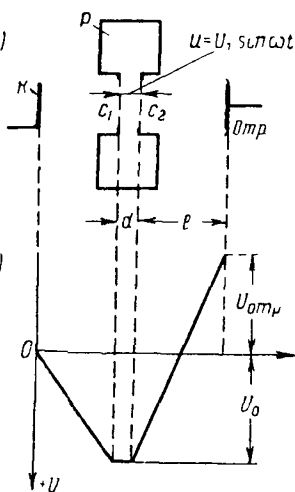


Рис 15.16

Сгруппированный электронный поток, проходя второй раз через резонатор, при определённых условиях отдаёт часть своей энергии полю резонатора и поддерживает в нём колебания. После второго пролёта через резонатор большая часть электронного потока оседает на электродах лампы и из дальнейшего процесса выбывает. Отражательный клистрон представляет собой генераторный клистрон, в котором функции входного и выходного резонаторов совмещены в одном резонаторе.

Процессы модуляции электронного потока по скорости и отдаче энергии сгруппированным электронным потоком полю резонатора тождественны с аналогичными процессами в пролётных клистродах и описываются уравнениями, которые были выведены в предыдущих параграфах. Отличие процессов в отражательном клистроне от рассмотренных выше процессов в усилительных пролётных клистродах заключается в характере группирования в тормозящем поле и в особенностях работы отражательного клистрода как генератора.

Для рассмотрения движения электронов в области между второй сеткой резонатора и отражателем поместим начало координат в плоскости второй сетки и направим ось x от второй сетки к отражателю вдоль оси клистрода. Напряжённость поля в пространстве группирования, направленная вдоль оси x , равна

$$E = \frac{U_0 - U_{omp}}{l}, \quad (15.50)$$

где l — расстояние между второй сеткой и отражателем. Уравнение движения электронов в тормозящем поле, как показано в § 4.1, в данном случае имеет вид

$$x = -\frac{1}{2} \frac{eE}{m} (t - t_1)^2 + v(t - t_1), \quad (15.51)$$

где v — скорость электрона в плоскости второй сетки,

t_1 — момент времени, в который электрон проходит через вторую сетку.

Из (15.51) получаем, что время пролёта электрона в пространстве группирования от второй сетки до точки возврата и обратно равно

$$\tau = \frac{2mv}{eE} = \frac{2m}{e} \frac{l}{U_0 - U_{omp}} v. \quad (15.52)$$

График движения электрона в тормозящем поле, т. е. зависимость координаты электрона x от текущего времени t , представляет собой параболу, как это следует из (15.51). При синусоидальной модуляции начальной скорости электронов время пролёта и максимальное расстояние, на которое проникает электрон в тормозящем поле, изменяются периодически.

На рис. 15.17 изображены графики движения электронов в тормозящем поле. Электроны, ускоренные высокочастотным по-

лем резонатора, проходят большее расстояние и находятся большее время, а замедленные электроны проходят меньшее расстояние и находятся меньшее время в поле между резонатором и отражателем, чем электроны с неизменной скоростью. На этом различии времени пролёта ускоренных и замедленных

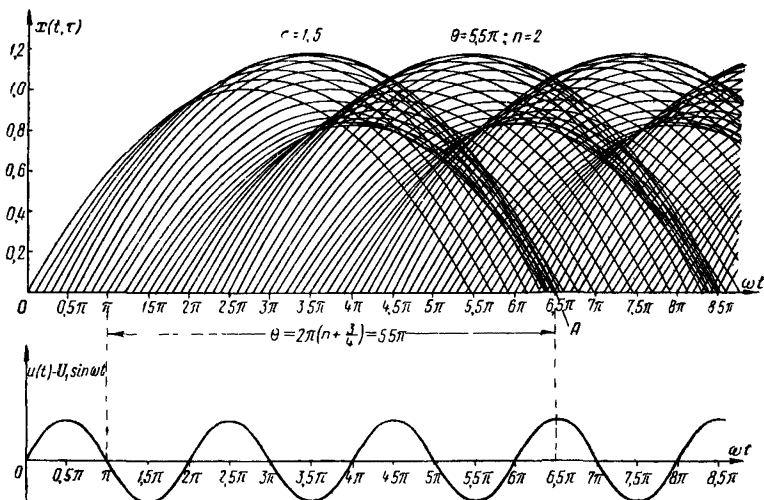


Рис 15.17

электронов основано группирование электронного потока в отражательном клистроне.

Группирование электронов происходит вокруг электронов с неизменной скоростью, прошедших через середину зазора резонатора в моменты, когда напряжение изменяется из ускоряющего на тормозящее. Электроны, выходящие из резонатора в течение полупериода, когда напряжение изменяется от максимального отрицательного до максимального положительного, не группируются, а рассеиваются, возвращаясь в резонатор в течение целого периода.

При рассмотрении группирования в отражательном клистроне предполагалось, что в резонаторе существует переменное напряжение с неизменной амплитудой. Для существования колебаний необходимо восполнение потери энергии, рассеиваемой в резонаторе и связанной с ним нагрузке, за счёт передачи энергии от электронного потока полю резонатора. Сгруппированный электронный поток, возвращаясь, отдаёт энергию в том случае, если группы электронов проходят через резонатор в те промежутки времени, когда высокочастотное поле резонатора тормозит их движение. Тогда группы электронов, замедляясь, отдают часть своей кинетической энергии полю резонатора.

Центром электронной группы, как было указано, являются электроны с неизменённой скоростью, которые проходят через резонатор в моменты, когда напряжение резонатора по отношению к электронному потоку, движущемуся в прямом направлении, изменяется из ускоряющего на тормозящее. Но ускоряющее поле по отношению к электронному потоку в прямом направлении, т. е. движущемуся к отражателю, будет тормозящим по отношению к обратному электронному потоку, идущему от отражателя к резонатору. Для максимальной передачи энергии группа электронов должна возвращаться в моменты максимального тормозящего напряжения для обратного потока, т. е. в моменты максимального ускоряющего напряжения для электронного потока в прямом направлении. Отсюда следует, что оптимальное время пролёта электронов с неизменённой скоростью, при котором электронный поток отдаёт максимальную энергию полю резонатора, должно составлять целое число n периодов колебаний T плюс три четверти T :

$$\tau_n = \left(n + \frac{3}{4} \right) T, \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (15.53a)$$

а оптимальный угол пролёта

$$\Theta_n = 2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right), \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (15.53б)$$

Колебания в клистроне возможны при времени пролёта, равном или близком к оптимальному времени τ_n . На рис. 15.17 изображён случай движения электронов, когда время пролёта электронов с неизменённой скоростью составляет 2,75 периода колебаний ($n=2$, $\Theta_n=2,75 \cdot 2\pi=5,5\pi$). Из рисунка видно, что группа электронов A , образуемая вокруг электронов с неизменённой скоростью, возвращается в момент максимального тормозящего напряжения.

Время пролёта электронов с неизменённой скоростью от середины зазора резонатора до точки возврата в пространстве группирования и обратно складывается из времени пролёта от середины зазора резонатора до второй сетки в прямом и обратном направлении τ_1 и из времени пролёта в пространстве группирования τ_0 . Время пролёта в зазоре резонатора

$$\tau_1 = 2 \frac{\frac{d}{2}}{v_0} = \frac{d}{\sqrt{\frac{2e}{m} U_0}}, \quad (15.54)$$

где d — расстояние между сетками резонатора (рис. 15.16), а время пролёта в пространстве группирования из (15.52)

$$\tau_0 = \frac{2m}{e} \frac{l}{U_0 - U_{омп}} v_0 = \frac{4l}{\sqrt{\frac{2e}{m} U_0}} \frac{U_0}{U_0 - U_{омп}}, \quad (15.55)$$

отсюда общее время пролёта электронов с неизменённой скоростью

$$\tau'_0 = \tau_0 + \tau_1 = \frac{1}{\sqrt{\frac{2e}{m} U_0}} \left(4l \frac{U_0}{U_0 - U_{omp}} + d \right). \quad (15.56)$$

Так как время пролёта τ'_0 зависит от постоянных ускоряющего напряжения U_0 и напряжения отражателя U_{omp} , то существует ряд областей напряжений U_0 и U_{omp} , в пределах которых возможно существование колебаний в отражательном клистроне. Эти области носят название областей, или зон, колебаний. Зоны колебаний характеризуются номером зоны n — целым числом, которое определяет оптимальные для данной зоны время и угол пролёта — τ_n и Θ_n . Из (15.53а) и (15.56) получаем уравнения, устанавливающие связь между напряжениями, геометрическими размерами, длиной волны или частотой, при которых угол пролёта равен оптимальному:

$$\frac{0,0167 f}{\sqrt{U_0}} \left(4l \frac{U_0}{U_0 - U_{omp}} + d \right) = n + \frac{3}{4}, \quad (15.57)$$

$$\frac{500}{\lambda \sqrt{U_0}} \left(4l \frac{U_0}{U_0 - U_{omp}} + d \right) = n + \frac{3}{4}, \quad (15.57a)$$

где n — номер зоны колебаний (целое число). В этих формулах напряжения выражены в вольтах, геометрические размеры и длина волны колебаний λ в сантиметрах, частота колебаний f в мегагерцах. При изменении U_0 или U_{omp} последовательно переходим от одной зоны колебаний к другой. На рис. 15.18а представ-

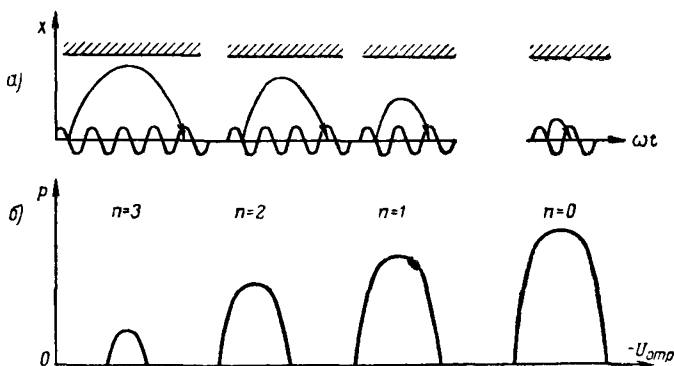


Рис. 15.18

лены для середины каждой из зон колебаний графики движения электронов с неизменённой скоростью, являющихся центрами электронных групп.

На рис. 15.18б изображена зависимость выходной мощности клистрона от напряжения на отражателе, показывающая зоны колебаний по напряжению на отражателе.

§ 15.6. Анализ процессов в отражательном клистроне

Группирование электронного потока в тормозящем поле

Процессы в отражательном клистроне мы будем рассматривать при тех же упрощающих предположениях, как и процессы в пролётных клистро-нах, вводя ещё следующие дополнительные предположения: 1) электроны после пролёта через резонатор во второй раз выбывают из дальнейших процессов, 2) поле в пространстве между второй сеткой резонатора и отражателем — однородное; 3) переменное напряжение в резонаторе мало по сравнению с ускоряющим напряжением.

Группирование в тормозящем поле отличается от группирования в пролётном пространстве тем, что центром группы электронов при группировании в тормозящем поле являются электроны с неизменной скоростью, прошедшие через резонатор в моменты изменения поля из ускоряющего на тормозящее, тогда как в пролётном пространстве двухрезонаторного клистро-на группирование происходит вокруг электронов с неизменной скоростью, прошедших резонатор в моменты изменения поля из тормозящего на ускоряющее. Это различие указывает на то, что в тормозящем поле и в пролётном пространстве группирование происходит в противоположных направлениях.

Как было отмечено в § 15.2, в связи с ур-нием (15.32), в зазоре резонатора, где отсутствуют постоянные поля, происходит группирование электронного потока, как в пролётном пространстве, которое определяется половиной угла пролёта между сетками. Следовательно, в отражательном клистроне наряду с группированием в тормозящем поле происходит противоположное по своему действию группирование между сетками резонатора при прямом и обратном прохождении электронного потока.

Скорость электрона при выходе из резонатора определяется выражением (15.5), поэтому время и угол пролёта электронов в пространстве группиро-вания из (15.52) и (15.55) равны:

$$\tau = \tau_0 \left(1 + \beta \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right), \quad (15.58)$$

$$\theta = \omega \tau = \theta_0 \left(1 + \beta \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right). \quad (15.59)$$

В этих формулах τ_0 и $\theta_0 = \omega \tau_0$ — время и угол пролёта электрона с неизменной скоростью в пространстве группирования.

Время и угол пролёта электронов от середины зазора до второй сетки и обратно при модуляции по скорости составляют:

$$\tau_c = 2 \frac{d_1}{v} = \frac{d_1}{v_0 \left(1 + \beta \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right)} \approx \tau_1 \left(1 - \beta \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right), \quad (15.60)$$

$$\theta_c = \omega \tau_c = \theta_1 \left(1 - \beta \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right), \quad (15.61)$$

где τ_1 и $\theta_1 = \omega \tau_1$ — время и угол пролёта электронов с неизменной скоростью внутри резонатора.

Общее время пролёта электронов от середины зазора резонатора до точки возврата и обратно складывается из времени пролёта τ и τ_c . Переходя от времени пролёта к фазовым углам, получим из (15.59) и (15.61), что фаза возврата электронов в середину зазора резонатора ωt_2 в зависимости от фазы вылета ωt_1 равна

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta_c + \theta = \omega t_1 + \theta_1 \left(1 - \beta \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right) + \theta_0 \left(1 + \beta \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right)$$

или

$$\omega t_2 = \omega t_1 + (\theta_0 + \theta_1) + r \sin \omega t_1, \quad (15.62)$$

где параметр группирования

$$r = \beta \frac{U_1}{2U_0} (\theta_0 - \theta_1) \quad (15.63)$$

Из (15.62) имеем

$$\frac{d(\omega t_2)}{d(\omega t_1)} = 1 + r \cos \omega t_1,$$

откуда сгруппированный конвекционный ток возвращающихся электронов в центре зазора согласно (15.11) равен

$$i_2(t) = \frac{I_0}{|1 + r \cos \omega t_1|} \quad (15.64)$$

Для нахождения составляющей основной частоты сгруппированного тока необходимо проделать вычисления, подобные тем, которые были выполнены для получения (15.22) из (15.17) и (15.15а) в случае пролетного клистрона. Выполняя эти преобразования с (15.64) и (15.62), которые отличаются только знаком перед тригонометрическими функциями от (15.17) и (15.15а), получим выражение для составляющей сгруппированного тока основной частоты в центре зазора

$$I_1(t) = -2I_0' J_1(r) \cos[\omega t_1 - (\theta_0 + \theta_1)] \quad (15.65)$$

Составляющая тока основной частоты, наводимого в резонаторе сгруппированным электронным потоком, получается, как следует из (15.27) и (15.28) путем умножения величины основной составляющей конвекционного тока на коэффициент связи электронного потока с полем резонатора β , откуда составляющая наведенного тока основной частоты равна

$$I_{\kappa 1}(t) = -2\beta I_0' J_1(r) \cos[\omega t_1 - (\theta_0 + \theta_1)], \quad (15.66)$$

I_0' — ток луча, входящий в резонатор при обратном пролёте

Этот ток в κ раз меньше тока I_0 , идущего от катода, вследствие оседания на сетках и стенках резонатора, κ есть коэффициент прохождения тока. По этому

$$I_{\kappa 1}(t) = -2\beta \kappa I_0 J_1(r) \cos[\omega t_1 - (\theta_0 + \theta_1)] \quad (15.67)$$

Представим напряжение $u(t) = U \sin \omega t$, действующее в резонаторе, в выражение (15.67) для основной составляющей наведенного тока в комплексной форме

$$u(t) = -iU_1 e^{i\omega t} = U_1 e^{i\omega t},$$

$$I_{\kappa 1}(t) = -2\beta \kappa I_0 J_1(r) e^{i[\omega t - (\theta_0 + \theta_1)]} = I_1 e^{i\omega t},$$

следовательно, комплексные амплитуды напряжения и наведенного тока в резонаторе равны

$$U_1 = -iU, \quad (15.68)$$

$$I_1 = -2\beta \kappa I_0 J_1(r) e^{-i(\theta_0 + \theta_1)} \quad (15.69)$$

Наводимый в резонаторе ток сдвинут относительно переменного напряжения в резонаторе на угол $(\theta_0 + \theta_1 - \frac{\pi}{2})$. Угол, определяющий фазовый сдвиг тока, можно найти из (15.55) и (15.54)

$$\theta_0 - \theta_1 = \frac{\omega}{\sqrt{\frac{2e}{m} U_0}} \left(4l \frac{U_0}{U_0 - U_{отр}} + d_1 \right) \quad (15.70)$$

Но вследствие указанного выше различия группирования в пространстве между сетками и в поле отражателя угол пролёта, определяющий параметр группирования r , согласно (15.63), равен $\theta_0 - \theta_1$.

Средняя за период мощность, отдаваемая электронным потоком полю резонатора, согласно (15.68) и (15.69) составляет

$$P_e = \frac{1}{2} R_e (\dot{U}_1 \dot{I}_1) = -\beta \kappa I_0 J_1(r) U_1 \sin(\theta_0 + \theta_1); \quad (15.71a)$$

выражая в (15.71a) величину U_1 через r , из (15.63) будем иметь

$$P_e = -\kappa I_0 U_0 \frac{2r J_1(r)}{\theta_0 + \theta_1} \sin(\theta_0 + \theta_1). \quad (15.71b)$$

Мощность, отдаваемая электронным потоком, будет иметь максимум при углах пролёта, для которых $\sin(\theta_0 + \theta_1) = -1$, т. е. при углах пролёта $\theta_n = \theta_0 + \theta_1 = 2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right)$, равных оптимальному. Величина максимума мощности равна

$$(P_e)_{\max} = \kappa I_0 U_0 \frac{2r J_1(r)}{\theta_0 - \theta_1} = \kappa I_0 U_0 \frac{r J_1(r)}{\pi\left(n + \frac{3}{4}\right) - \theta_1} \quad (15.72)$$

и максимальный электронный кпд отражательного клистрона

$$(\eta_e)_{\max} = \frac{(P_e)_{\max}}{P_0} = \frac{\kappa r J_1(r)}{\pi\left(n + \frac{3}{4}\right) - \theta_1}. \quad (15.73)$$

Величина $(P_e)_{\max}$ и $(\eta_e)_{\max}$ зависят от величины r , т. е. от амплитуды переменного напряжения в резонаторе U_1 . На рис. 15.7 представлен график функции $r J_1(r)$ в зависимости от r , которая имеет максимум, равный 1,25 при $r=2,405$.

Основные уравнения установившихся колебаний в отражательном клистроне

Для определения мощности, отдаваемой в нагрузку, и частоты колебаний в зависимости от режима работы необходимо рассмотреть процесс колебаний в отражательном клистроне.

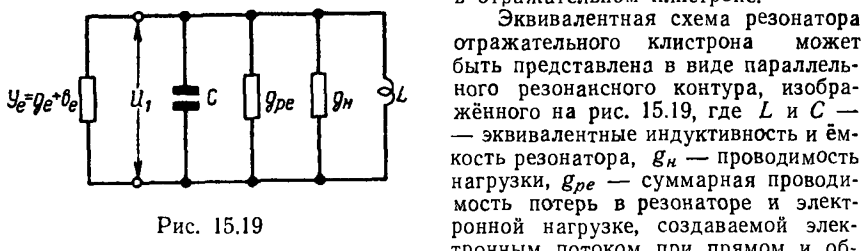


Рис. 15.19

Эквивалентная схема резонатора отражательного клистрона может быть представлена в виде параллельного резонансного контура, изображённого на рис. 15.19, где L и C — эквивалентные индуктивность и ёмкость резонатора, g_n — проводимость нагрузки, g_{re} — суммарная проводимость потерь в резонаторе и электронной нагрузке, создаваемой электронным потоком при прямом и обратном прохождении через резонатор. Полная проводимость резонатора равна

$$Y_p = g_{re} + g_n + i \left(\omega C - \frac{1}{\omega L} \right),$$

а его резонансная угловая частота

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (15.74a)$$

При малых изменениях $\Delta \omega$ угловой частоты ω относительно резонансной частоты ω_0 , когда $\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \frac{\Delta \omega}{\omega_0} \ll 1$, величина

$$\omega C - \frac{1}{\omega L} = \omega_0 C \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \approx \frac{2 \Delta \omega}{\omega_0} \omega_0 C, \quad (15.746)$$

а полная проводимость резонатора

$$Y_p = g_{pe} + g_n + i \omega_0 C \left(\frac{2 \Delta \omega}{\omega_0} \right) = (g_{pe} + g_n) \left[1 + i Q_n \left(\frac{2 \Delta \omega}{\omega_0} \right) \right], \quad (15.75)$$

где

$$Q_n = \frac{\omega_0 C}{g_{pe} + g_n} \quad (15.76)$$

— нагруженная добротность — добротность резонатора с учётом проводимости нагрузки.

Для нахождения амплитуды и частоты колебаний, возбуждаемых в резонаторе электронным потоком, удобно ввести величину, называемую электронной проводимостью. Определим электронную проводимость как отношение комплексной амплитуды составляющей наведённого тока основной частоты, взятой с обратным знаком, к комплексной амплитуде переменного напряжения в резонаторе. Электронная проводимость согласно (15.68) и (15.69) равна

$$Y_e = g_e + i b_e = -\frac{2 \beta \kappa I_0 J_1(r)}{U_1} e^{i \left(\theta_0 + \theta_1 - \frac{\pi}{2} \right)}, \quad (15.77)$$

откуда, используя (15.63) и выражая U_1 через r , получаем, что активная и реактивная составляющие электронной проводимости равны соответственно:

$$g_e = \frac{2 \beta \kappa I_0 J_1(r)}{U_1} \sin(\theta_0 + \theta_1) = \frac{\kappa \beta^2 I_0 (\theta_0 - \theta_1)}{2 U_0} \frac{2 J_1(r)}{r} \sin(\theta_0 + \theta_1), \quad (15.78a)$$

$$b_e = \frac{2 \beta \kappa I_0 J_1(r)}{U_1} \cos(\theta_0 + \theta_1) = \frac{\kappa \beta^2 I_0 (\theta_0 - \theta_1)}{2 U_0} \frac{2 J_1(r)}{r} \cos(\theta_0 + \theta_1). \quad (15.796)$$

Модуль электронной проводимости зависит от r , т. е. от амплитуды переменного напряжения U_1 , уменьшаясь, как это следует из графика на рис. 15.7, с увеличением r . При бесконечно малой амплитуде переменного напряжения,

когда r стремится к нулю, а величина $\frac{2 J_1(r)}{r}$ стремится к единице, модуль электронной проводимости имеет максимум, равный

$$y_{e0} = \frac{\beta^2 \kappa I_0 (\theta_0 - \theta_1)}{2 U_0}. \quad (15.80)$$

Реактивная и активная составляющие электронной проводимости при изменении угла пролёта θ_0 изменяются периодически, принимая попеременно положительные и отрицательные значения. При углах пролёта $2\pi \left(n \pm \frac{1}{2} \right) < \theta_0 + \theta_1 < 2\pi(n+1)$ электронная проводимость имеет отрицательную активную составляющую, которая максимальна при оптимальном угле пролёта $\theta_n = \theta_0 + \theta_1 = 2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right)$.

Как было показано ранее, мощность, отдаваемая электронным потоком полю резонатора, также максимальна при оптимальных углах пролёта. Поэтому для рассмотрения колебаний в каждой из зон удобнее вместо угла пролёта $\theta_0 + \theta_1$ ввести изменение угла пролёта $\Delta \theta$ относительно оптимального для данной зоны колебаний:

$$\Delta \theta = (\theta_0 + \theta_1) - \theta_n = \theta_0 + \theta_1 - 2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right), \quad (15.81)$$

где

$$|\Delta \theta| \approx \frac{\pi}{2}.$$

тогда (15.78) и (15.79) запишутся в виде:

$$g_e = - \frac{2\beta\kappa I_0 J_1(r)}{U_1} \cos \Delta \theta = - \frac{\beta^2 \kappa I_0 (\theta_0 - \theta_1)}{2U_0} \frac{2J_1(r)}{r} \cos \Delta \theta, \quad (15.78б)$$

$$b_e = \frac{2\beta\kappa I_0 J_1(r)}{U_1} \sin \Delta \theta = \frac{\beta^2 \kappa I_0 (\theta_0 - \theta_1)}{2U_0} \frac{2J_1(r)}{r} \sin \Delta \theta. \quad (15.79б)$$

Действие электронного потока на резонатор клистрона можно рассматривать как влияние электронной проводимости на колебания в контуре, эквивалентном резонатору клистрона. Эквивалентная схема резонатора клистрона с учётом влияния электронного потока представляется цепью, изображённой на рис. 15.19, где \mathcal{Y}_e — электронная проводимость, присоединённая параллельно резонансному контуру. Такое представление сводит задачу об амплитуде и частоте колебаний в отражательном клистроне к задаче о колебательном контуре, в котором изменение электронной проводимости \mathcal{Y}_e изменяет активные потери и резонансную частоту.

Амплитуда затухающих свободных колебаний, которые возникают в контуре за счёт тепловых шумов или ударного возбуждения, определяется зависимостью

$$u(t) = U_1 e^{-\frac{g}{2C}t} \sin \omega t.$$

Для рассматриваемого случая в этой формуле g равно сумме активной составляющей электронной проводимости g_e и проводимости потерь в резонаторе и нагрузке $g_{pe} + g_n$. Если g положительно, то колебания в контуре будут затухать. Однако, если активная составляющая электронной проводимости будет отрицательной и по абсолютной величине больше, чем $g_{pe} + g_n$, то g будет отрицательным и колебания в контуре будут возрастать по экспоненциальному закону. При возрастании амплитуды колебаний абсолютная величина активной составляющей электронной проводимости g_e , как это следует из (15.78а) и рис. 15.7, будет уменьшаться до тех пор, пока не сравняется с проводимостью потерь в резонаторе и нагрузке $g_{pe} + g_n$. В этом случае величина g обратится в нуль, и колебания в контуре будут продолжаться с неизменной амплитудой. Таким образом, условием установившихся колебаний является равенство нулю суммы активной составляющей электронной проводимости g_e и проводимости потерь $g_{pe} + g_n$. Частота установившихся колебаний определится, как для обычного колебательного контура, из условия равенства нулю реактивной проводимости, т. е. суммы реактивной составляющей электронной проводимости b_e и реактивной проводимости резонатора $\left(\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}\right)\omega_0 C$ (15.74б). Таким образом, при установившихся колебаниях сумма электронной проводимости и полной проводимости резонатора равна нулю

$$\mathcal{Y}_e + \mathcal{Y}_p = 0.$$

Это есть условие установившихся колебаний в отражательном клистроне.

Используя (15.75), (15.786) и (15.796), запишем условие установившихся колебаний по отдельности для активной и реактивной составляющих:

$$(g_{pe} + g_n) - \frac{2\beta\kappa I_0 J_1(r)}{U_1} \cos \Delta\theta = 0, \quad (15.82)$$

$$\left(\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}\right)\omega_0 C + \frac{2\beta\kappa I_0 J_1(r)}{U_1} \sin \Delta\theta = 0. \quad (15.83)$$

Если перенести в (15.82) член $g_{pe} + g_n$ в правую часть и умножить обе части уравнения на $-\frac{U_1^2}{2}$, то получим

$$\beta\kappa I_0 J_1(r) U_1 \cos \Delta\theta = \frac{g_{pe} U_1^2}{2} + \frac{g_n U_1^2}{2}. \quad (15.84a)$$

Уравнение (15.84a) показывает, что при стационарных колебаниях, как это следует из закона сохранения энергии, средняя за период активная мощность, отдаваемая электронным потоком, равна средней за период активной мощности, поглощаемой в резонаторе и нагрузке. Действительно, величина, стоящая в левой части этого уравнения, представляет собой мощность, отдаваемую электронным потоком полю резонатора [см. ур-ние (15.71a)], а правая часть

уравнения равна сумме мощности потерь в резонаторе $\frac{g_{pe} U_1^2}{2}$ и мощности,

отдаваемой в нагрузку, $\frac{g_n U_1^2}{2}$. Введение электронной проводимости является лишь иной формой использования закона сохранения энергии для анализа колебаний в отражательном клистроне.

Найдём основные уравнения, определяющие режим работы отражательного клистрона. Заменяя U_1 через r согласно (15.63) и используя (15.80), запишем (15.82) в форме

$$\frac{2J_1(r)}{r} = \frac{g_{pe} + g_n}{y_{e0} \cos \Delta\theta}. \quad (15.85a)$$

Это уравнение через известные в правой части величины определяет величину r , т. е. амплитуду колебаний U_1 . Далее, перенося в выражениях (15.82) и (15.83) первые члены в правую часть и деля второе из полученных уравнений на первое, получим, используя (15.76),

$$\frac{2\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{1}{Q_n} \operatorname{tg} \Delta\theta. \quad (15.86)$$

По этому уравнению по заданной нагруженной добротности резонатора Q_n вычисляется изменение частоты при изменении угла пролёта. Наконец, выходная мощность отражательного клистрона — мощность, отдаваемая в нагрузку g_n из (15.84a), равна

$$P_{вых} = \frac{g_n U_1^2}{2} = \beta\kappa I_0 J_1(r) U_1 \cos \Delta\theta - \frac{g_{pe} U_1^2}{2}. \quad (15.846)$$

Заменяя в (15.846) амплитуду U_1 через r в соответствии с (15.63) и используя (15.80), получим выражение для выходной мощности

$$P_{вых} = \frac{\kappa I_0 U_0}{\theta_0 - \theta_1} \left[2r J_1(r) \cos \Delta\theta - \frac{g_{pe}}{y_{e0}} r^2 \right]. \quad (15.87a)$$

Уравнения (15.846)÷(15.87a) определяют режим работы клистрона. Если известны U_0 , $U_{отр}$, κ , I_0 , а также параметры резонатора ω_0 , g_{pe} , g_n и θ_n , то по приведённым выше формулам находятся y_{e0} и $\Delta\theta$. Отсюда, по первым двум основным уравнениям вычисляются r и $\Delta\omega$, а из последнего уравнения — выходная мощность

Выходная мощность

Как следует из (15 85a) ÷ (15 87a), при оптимальных углах пролёта ($\Delta\theta=0$) выходная мощность максимальна

$$P_{вых} = \frac{\kappa I_0 U_0}{\theta_0 - \theta_1} \left[2r J_1(r) - \frac{g_{pe}}{y_{e0}} r^2 \right], \quad (15.876)$$

частота колебаний, генерируемых клистроном, равна собственной частоте резонатора ($\Delta\omega=0$), а

$$\frac{2J_1(r)}{r} = \frac{g_{pe} + g_n}{y_{e0}}. \quad (15 856)$$

Рассмотрим условие возникновения колебаний в центре зоны, когда угол пролёта равен оптимальному. Максимальное значение $\frac{2J_1(r)}{r}$ в левой части (15 856) равно единице при $r=0$, что соответствует амплитуде переменного напряжения U_1 , равной нулю, при этом

$$g_{pe} + g_n = y_{e0}. \quad (15.88)$$

Уравнение (15 88) есть условие возникновения колебаний. Если же $g_{pe} + g_n < y_{e0}$, то из (15 856) следует, что r отлично от нуля, т. е. возникают колебания с конечной амплитудой U_1 . Таким образом, при уменьшении проводимости нагрузки g_n или увеличении y_{e0} , например, путем увеличения тока луча I_0 происходит возникновение колебаний. Подставляя (15.80) в (15 88), найдём величину пускового тока — тока луча, при котором возникают колебания,

$$I_{0 \text{ пуск}} = \frac{2 U_0 (g_{pe} + g_n)}{\kappa \beta^2 (\theta_0 - \theta_1)} = \frac{U_0 (g_{pe} + g_n)}{\kappa \beta^2 \left[\pi \left(n + \frac{3}{4} \right) - \theta_1 \right]}. \quad (15 89)$$

На рис. 15 20 изображена зависимость выходной мощности от тока луча для различных зон колебаний. Из кривых видно, что колебания при малых токах отсутствуют, а затем,

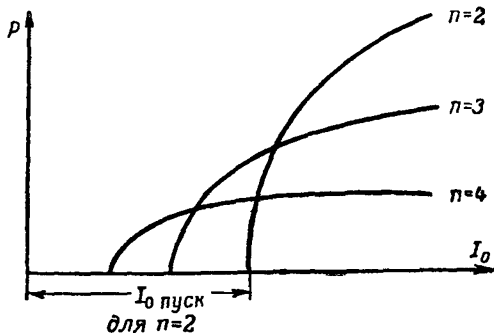


Рис 15 20

тогда ток луча принимает значения, большие пускового тока, в клистроне возникают колебания, мощность которых монотонно увеличивается с увеличением тока луча. Пусковой ток уменьшается с увеличением номера зоны, как это следует из (15 89), поэтому при больших отрицательных напряжениях на отражателе, соответствующих зонам с малым номером, колебания не возникают, если ток луча меньше пускового тока для данной зоны колебаний.

Практически изменение угла пролёта осуществляется изменением напряжения на отражателе $U_{отр}$. Пусть оптимальному углу пролёта $\theta_n = 2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right)$ соответствуют ускоряющее напряжение U'_0 и напряжение на отражателе $U'_{отр}$, тогда, если напряжение на отражателе изменяется на $\Delta U_{отр} = U_{отр} - U'_{отр}$ относительно оптимального значения, то, как

следует из (15.70), угол пролёта изменится относительно оптимального на

$$\Delta \theta = \frac{\Delta U_{отр} \left[2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right) - \theta_1 \right]}{(U'_0 - U'_{отр}) - \Delta U_{отр}}. \quad (15.90)$$

При отклонении угла пролёта от оптимального в пределах одной зоны колебаний выходная мощность уменьшается от максимального значения до

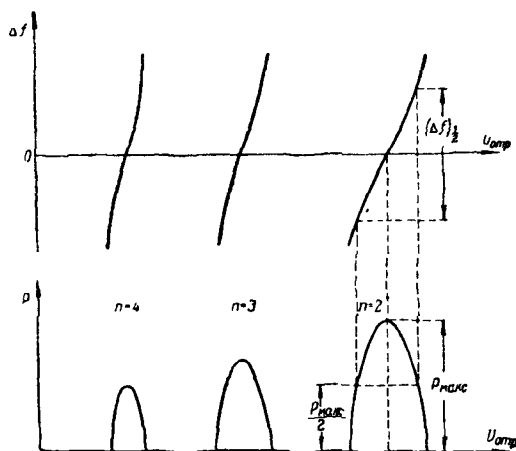


Рис. 15.21

нуля. Это следует из (15.85а), так как при возрастании $\Delta \theta$ увеличивается правая часть этого уравнения, что указывает на уменьшение r , т. е. амплитуды колебаний. Границы зоны определяются такими значениями $(\Delta \theta)_{\text{макс}}$, при которых член $\frac{2J_1(r)}{r}$ в (15.85а) равен единице, т. е.

$$\cos(\Delta \theta)_{\text{макс}} = \frac{g_{pe} + g_n}{y_{eo}} = \frac{I_0 \text{ пуск}}{I_0}.$$

На рис. 15.21 внизу изображена одна из характеристик отражательного клистрона — зависимость выходной мощности от напряжения на отражателе при постоянном ускоряющем напряжении. Эта зависимость в пределах одной зоны имеет форму, близкую к параболической.

Величина выходной мощности зависит от величины проводимости нагрузок g_n . Если бы высокочастотные потери в резонаторе g_{pe} были бы равны нулю, то максимум отдаваемой мощности соответствовал бы максимуму электронной мощности, т. е. соответствовал бы таким переменным напряжениям U_1 , для которых $r=2,40$. Однако вследствие потерь в резонаторе, которые возрастают пропорционально квадрату амплитуды высокочастотного напряжения U_1 , максимум выходной мощности имеет место при меньших переменных напряжениях U_1 , т. е. при меньших r . Можно показать¹⁾, что максимум мощности имеет место при значении r , определяемом уравнением

$$J_0(r) = \frac{g_{pe}}{y_{eo}}. \quad (15.91)$$

¹⁾ В. Ф. Коваленко. Введение в электронику сверхвысоких частот. Изд. «Советское радио», 1955 г., гл. IV, §5.

По получаемому из (15.91) значению r находится оптимальная величина проводимости нагрузки

$$g_n = y_{eo} J_0(r),$$

при которой отдаваемая мощность максимальна.

Величина мощности в центре зоны колебаний изменяется при переходе от одной зоны к другой. Можно показать также¹⁾, что мощность будет иметь наибольшее значение в центре той зоны колебаний, в которой имеет место оптимальное группирование электронов, т. е. при $r=r_{опт}=1,84$. Обычно в отражательных клистродах мощность в центре зоны будет наибольшей для зоны с наименьшим номером или для зоны с номером на единицу больше.

Наименьшее значение и кпд отражательный клистрон имеет в центре зоны колебаний, если параметр группирования $r=r_{опт}=1,84$, а проводимость нагрузки имеет оптимальную величину. При этом наибольшие мощность и кпд¹⁾

$$\left. \begin{aligned} (P_{вых})_{\max} &= 1,07 \frac{\kappa I_0 U_0}{2\pi \left(n + \frac{3}{4}\right) - \theta_1}, \\ \eta_{\max} &= \frac{1,07 \kappa}{2\pi \left(n + \frac{3}{4}\right) - \theta_1} \end{aligned} \right\} \quad (15.92)$$

Как следует из ф-лы (15.92), максимальный возможный кпд для зоны $n=1$, если считать коэффициент прохождения тока $\kappa=0,5$, равен примерно 4,5%. Для зон с большим номером кпд уменьшается. В действительности кпд отражательных клистронов составляет десятые доли процента, достигая в редких случаях $2 \div 3\%$

Электронная настройка

Частота колебаний отражательного клистрона определяется условием, что сумма реактивной электронной проводимости и реактивной проводимости колебательного контура, эквивалентного резонатору клистрона, должна быть равна нулю в режиме установившихся колебаний. При оптимальном угле пролёта реактивная составляющая электронной проводимости равна нулю, поэтому частота колебаний в центре зоны равна резонансной частоте контура. При изменении угла пролёта относительно оптимального реактивная составляющая электронной проводимости вследствие изменения фазы сгруппированного тока становится отличной от нуля, в результате чего частота колебаний клистрона изменяется относительно резонансной частоты контура. Поэтому при изменении напряжения на отражателе или ускоряющего напряжения в пределах зоны частота колебаний изменяется, как это следует из (15.86). Явление изменения частоты колебаний при изменении напряжения на отражателе или ускоряющего напряжения носит название электронной настройки. Скорость изменения частоты при электронной настройке ограничивается лишь переходными процессами в резонаторе и электрон-

¹⁾ В. Ф. Коваленко. Введение в электронику сверхвысоких частот. Изд. «Советское радио», 1955 г., гл. IV, §5.

ном потоке, поэтому возможно производить до нескольких десятков миллионов перестроек в секунду. Практически применение получила только электронная настройка путём изменения напряжения на отражателе вследствие того, что ток в цепи отражателя равен нулю и управление частотой клистрона происходит без затраты мощности. На рис. 15.21 вверху изображено изменение частоты Δf относительно собственной частоты резонатора f_0 в зависимости от напряжения на отражателе для различных зон колебаний.

Изменение частоты при электронной настройке подчиняется, согласно (15.86) и (15.90), зависимости

$$\Delta f = -\frac{f_0}{2Q_n} \operatorname{tg} \left[\Delta U_{\text{отп}} \frac{2\pi \left(n + \frac{3}{4} - \theta_1 \right)}{(U'_{0_4} - U'_{\text{отп}}) - \Delta U_{\text{отп}}} \right]. \quad (15.93)$$

Одним из параметров электронной настройки является её крутизна — отношение изменения частоты к изменению напряжения на отражателе. Крутизна электронной настройки в центре зоны колебаний из (15.93) равна

$$\frac{\partial f}{\partial U_{\text{отп}}} = -\frac{f_0}{2Q_n} \frac{2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right) - \theta_1}{U'_0 - U'_{\text{отп}}}.$$

Другим параметром электронной настройки является её диапазон. При изменении напряжения на отражателе наряду с изменением частоты изменяется также и выходная мощность. Условились называть диапазоном электронной настройки диапазон частот, в пределах которого выходная мощность изменяется в два раза относительно максимальной мощности в данной зоне. На рис. 15.21 для зоны $n=2$ показан графический метод определения диапазона электронной настройки между точками половинной мощности $\Delta f_{1/2}$. Обычно величина $\left(\frac{2\Delta f}{f_0} \right)_{1/2}$ — отношение диапазона электронной настройки к частоте колебаний в центре зоны — составляет десятые доли процента, но в специальных типах клистронов она может достигать нескольких процентов.

Изложенная здесь элементарная теория, пренебрегающая многократным пролётом электронов через резонатор, влиянием пространственного заряда и другими факторами, даёт качественно верные закономерности, однако, вследствие сделанных ограничений, она неприменима при больших амплитудах, т. е. для зоны $n=0$ и отчасти $n=1$, и не объясняет некоторых явлений¹⁾.

¹⁾ Более обстоятельное изложение процессов в отражательном клистроне, объясняющее влияние многократного пролёта электронов, неоднородности поля и пр., дано в книге В. Ф. Коваленко «Введение в электронику сверхвысоких частот», изд. «Советское радио», 1955 г.

§ 15.7. Конструкции и параметры отражательных клистронов

По конструктивному оформлению отражательные клистроны можно разделить на две основные группы: клистроны с внешним резонатором и клистроны с внутренним резонатором.

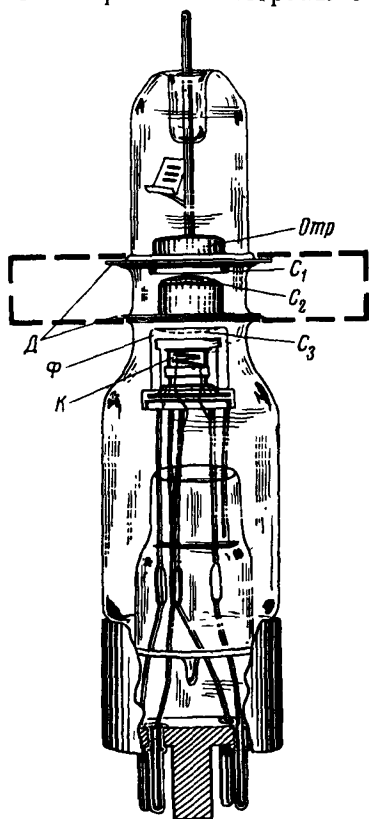


Рис. 15.22

В клистронах с внешним резонатором (рис. 15.22) вакуумная оболочка изготавливается из стекла, а резонатор делается разборным. Средняя часть торцевых стенок резонатора представляет собой медные диски D с сетками C_1 и C_2 в центре; диски спаиваются со стеклянной оболочкой лампы, образуя внутреннюю часть резонатора. К выступающим из стеклянного баллона лампы краям дисков снаружи присоединяется внешняя часть резонатора, показанная пунктиром. Электронная пушка состоит из подогретого катода K , соединённого с ним фокусирующего электрода Φ и сетки C_3 , ускоряющей электронный поток. Над верхним диском D расположен отражатель $Отр$ чашеобразной формы.

Устройство металлического клистрона с внутренним резонатором показано на рис. 15.23. В этих клистронах резонатор заключён внутри металлической вакуумной оболочки лампы. Резонатор образуется двумя диафрагмами, в центре которых находятся сетки C_1 и C_2 . Настройка частоты клистрона производится при помощи винта H , изменяющего расстояние между стяжками $Ст$, в результате чего происходит перемещение головки лампы $Г$, которая, деформируя верхнюю диафрагму резонатора, изменяет расстояние между сетками. Для вывода энергии из резонатора служит виток связи B и коаксиальная линия L со стеклянным вакуумным уплотнением. Электронная пушка состоит из катода K и фокусирующего электрода Φ , соединённого с катодом. Отражатель $Отр$ укреплён на траверсе, проходящей через стеклянное уплотнение в головке лампы.

Некоторые металлические клистроны имеют устройство для быстрой механической перестройки частоты в виде кулачкового механизма, деформирующего стенки резонатора.

На диапазон волн от 60 до 2,5 см изготавливаются стеклянные клистроны с внешним резонатором, с широким диапазоном перестройки частоты. Для сантиметровых и миллиметровых волн выпускаются металлические клистроны с внутренним резонатором, диапазон перестройки которых не превышает $\pm 10\%$.

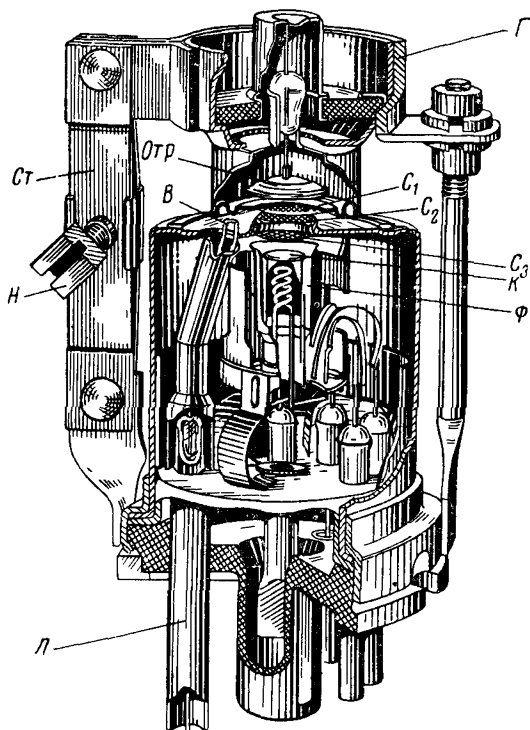


Рис 15 23

Отражательные клистроны благодаря простоте конструкции и электронной настройке получили широкое применение в радиотехнической аппаратуре в качестве маломощных генераторов. Вследствие низкого КПД они не используются для получения больших мощностей. Отражательные клистроны применяются в измерительной аппаратуре сантиметрового диапазона волн, в приёмниках радиолокационных станций в качестве гетеродинов, а также в качестве гетеродинов и генераторов радиорелейных станций. Отражательные клистроны для генераторов радиорелейных станций имеют повышенную выходную мощность (от 1 до 10 вт) и изготавливаются в металлическом оформлении.

В табл. 15.2 приведены параметры некоторых отечественных отражательных клистронов. Напряжение накала равно 6,3 в, а ток накала равен $0,6 \div 0,85$ а.

Таблица 15.2

Тип	Конструктивное оформление	Диапазон длин волн см	Выходная мощность не менее вт	Диапазон электронной настройки не менее МГц	Крутизна электронной настройки МГц/в	Ускоряющее напряжение в	Ток луча ма	Напряжение на отража- теле —в
K-29	Металлич. с внутр. резонатором	2,9—3,4	15	30	2	320	20—45	150÷450
K-30	То же	3,3÷3,9	15	30	2	320	20—55	80÷350
K-31	»	3,7÷4,3	20	20	1	320	25—50	50÷300
K-32	»	4,2÷5,4	20	20	1	320	25—50	50÷300
K-33 ¹⁾	»	1,8—2,1	10	40	3	400	20÷45	150÷600
K-34	»	2,08—2,5	10	40	2,5	400	20—45	100÷550
K-35	»	2,48—3	10	35	2	350	20—45	50÷500
K-41	Стеклян. с внешн. резонатором	12÷22	80	²⁾	0,2	250	60	50÷350
K-42	То же	20—33	80	²⁾	0,1	250	60	40÷250
K-48 ³⁾	»	6,8÷8,8	100	30	0,4	180	70	50÷400

¹⁾ С принудительным охлаждением.
²⁾ Диапазон электронной настройки — 0,5% от рабочей частоты.
³⁾ Используется JI-катод.

МАГНЕТРОНЫ

§ 16.1. Управляющее действие магнитного поля в магнетронах

Магнетронами называются двухэлектродные лампы, предназначенные для генерирования электромагнитных колебаний и отличающиеся тем, что в них электроны, летящие от катода к аноду, подвергаются воздействию не только электрического, но также и магнитного поля.

Простейшая конструкция магнетрона представляет собой двухэлектродную лампу с цилиндрическими коаксиальными электродами, помещённую в постоянное магнитное поле, направленное параллельно катоду (рис. 16.1). Электроны, испускаемые катодом и летящие под действием электрического поля анода перпендикулярно линиям магнитного поля, под воздействием магнитного поля отклоняются от прямолинейного движения. На рис. 16.2 показаны траектории электронов, получающиеся при одном и том же U_a для различных значений индукции магнитного поля B . Когда магнитное поле отсутствует ($B=0$), электроны летят к аноду прямолинейно по радиусам; когда магнитное

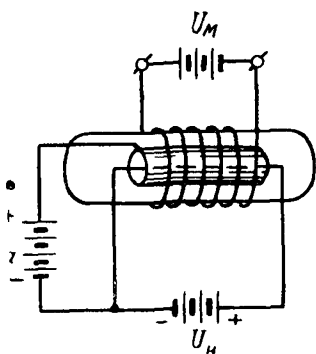


Рис. 16.1

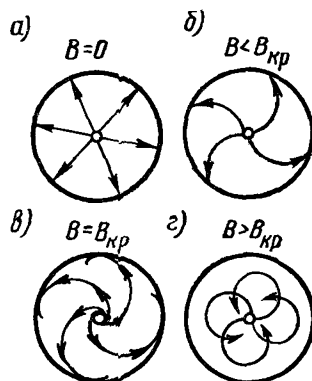


Рис. 16.2

поле имеется и напряжённость его не очень большая, траектории электронов искривляются, но все электроны так же, как и в первом случае, попадают на анод (рис. 16.2б). Чем больше взя-

то значение B , тем меньше получается величина радиуса кривизны траектории электронов, и при некотором значении индукции, называемом *критическим*, траектории искривляются так, что только касаются поверхности анода (рис. 16.2в). При дальнейшем увеличении B радиус кривизны траектории уменьшается настолько, что электроны, не долетая до анода, поворачивают обратно и возвращаются к катоду (рис. 16.2г); вследствие этого анодный ток должен прекратиться.

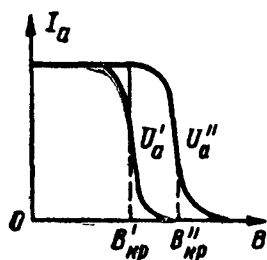


Рис. 16.3

Характеристика магнетрона, показывающая зависимость анодного тока от индукции магнитного поля, показана на рис. 16.3; в идеальном случае она должна иметь вертикальный участок. Практически получаемые характеристики $I_a = f(B)$ не имеют такой крутой падающей части, как у идеальной характеристики. Вследствие того, что электроны, двигающиеся от катода к аноду, имеют всегда различные скорости, и, кроме того, всегда имеется некоторое отступление от

строгой симметрии в размерах цилиндрических электродов, уменьшение анодного тока происходит не сразу, а постепенно, как это показывают кривые на рис. 16.3; более медленные электроны перестают попадать на анод при меньшем значении B , чем более быстрые.

Если снимать характеристики $I_a = f(B)$ при различных постоянных значениях U_a , то получится семейство кривых, из которого видно, что каждому значению анодного напряжения соответствует своё значение $B_{кр}$, которое можно найти из следующих соображений.

В случае движения электрона от катода к аноду с постоянной скоростью его траектория под воздействием однородного магнитного поля, перпендикулярного к направлению движения, превратится в круговую, радиус которой равняется $r = \frac{mv}{eB}$ (§ 4.3).

При магнитном поле с критическим значением индукции $B_{кр}$ диаметр круговой траектории электрона должен равняться расстоянию от катода до анода; из этого условия определяется величина

$$B_{кр} = 2 \frac{mv}{er_a}.$$

Выражая скорость электрона через анодное напряжение, получим

$$B_{кр} = 2 \frac{m}{e} \sqrt{2 \frac{e}{m} \frac{U_a}{r_a}} = 6,72 \frac{\sqrt{U_a}}{r_a}. \quad (16.1)$$

Здесь U_a выражено в вольтах, r_a — в сантиметрах, B — в гауссах.

Но в магнетронах электроны летят от катода к аноду не с постоянной, а с постепенно возрастающей (от нуля до $\sqrt{2 \frac{e}{m} U_a}$) скоростью, вследствие чего траектории их оказываются более сложными, чем окружности, и выражение для критической индукции магнитного поля получается несколько иным. Для того чтобы найти это выражение, рассмотрим уравнение движения электронов в магнетроне.

В цилиндрической системе координат r, φ (рис. 16.4), которая в данном случае более удобна, чем прямоугольная, уравнения движения электрона имеют следующий вид:

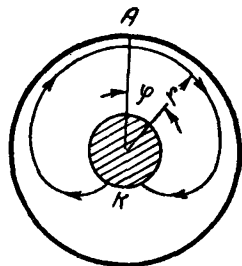


Рис. 16.4

для тангенциальных составляющих сил

$$m \left[r \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\varphi}{dt} \right] = e B \frac{dr}{dt}, \quad (16.2)$$

для радиальных составляющих сил

$$m \left[\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right] = e E_r - e B_r \frac{d\varphi}{dt}. \quad (16.3)$$

Здесь выражения в квадратных скобках представляют собой тангенциальное и радиальное ускорение, соответственно $\frac{dr}{dt}$ и $r \frac{d\varphi}{dt}$ — радиальная и тангенциальная составляющие скорости, E_r — радиальная составляющая напряжённости электрического поля. Тангенциальная составляющая поля E_τ в данном случае равна нулю.

Для нахождения связи между U_a и $B_{кр}$ используем уравнение (16.2), которое можно записать в следующем виде:

$$m \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) = \frac{1}{2} e B \frac{d}{dt} (r^2)$$

или

$$d \left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) = \frac{1}{2} \frac{e}{m} B d(r^2).$$

Проинтегрируем это уравнение от $r=r_k$ до $r=r_a$

$$\left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right)_a - \left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right)_k = \frac{1}{2} \frac{e}{m} B (r_a^2 - r_k^2). \quad (16.4)$$

Так как тангенциальная скорость электрона $r \frac{d\varphi}{dt}$ у поверхности катода равна нулю $\left(r \frac{d\varphi}{dt} \right)_k = 0$, а у поверхности анода в

наивысшей точке подъёма $\left(r \frac{d\varphi}{dt}\right)_a = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_a}$, то из (16.4) получим, что

$$B_{кр} = 2 \frac{m}{e} \sqrt{2 \frac{e}{m}} \frac{\sqrt{U_a}}{r_a \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}\right)} = 6,72 \frac{\sqrt{U_a}}{r_a \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}\right)}, \text{ гс.} \quad (16.5)$$

Формула (16.5) при $r_k \ll r_a$ (тонкий катод) совпадает с (16.1).

Заметим, что при выводе соотношения (16.5) мы не делали никаких предположений о распределении пространственного заряда внутри лампы и о форме траекторий электронов. Поэтому соотношение (16.5) остаётся справедливым при любой величине тока, проходящего через лампу.

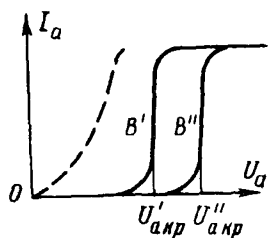


Рис. 16.5

Характеристики магнетрона, показывающие зависимость анодного тока от анодного напряжения, представлены на рис. 16.5; пунктиром показана обычная характеристика диода при $B=0$, идущая согласно закону степени $3/2$; сплошные кривые соответствуют режимам, когда в магнетроне имеется магнитное поле. В

этом случае анодный ток при малых анодных напряжениях отсутствует и существует только при тех значениях U_a , для которых $B_{кр}$ больше, чем имеющееся в магнетроне значение B . Чем большая напряжённость магнитного поля установлена в магнетроне, тем выше должно быть взято анодное напряжение, чтобы возник анодный ток.

Это значение анодного напряжения, называемое *критическим* анодным напряжением, может быть найдено из ф-лы (16.5)

$$U_{акр} = \frac{1}{45} r_a^2 \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}\right)^2 B^2. \quad (16.6)$$

Характеристики магнетрона $I_a = f(B)$ показывают, что в области $B \approx B_{кр}$ изменения магнитного поля вызывают сильные изменения анодного тока и, следовательно, магнетрон в таком режиме можно было бы использовать в качестве усилителя и генератора с управлением при помощи магнитного поля. Но из-за необходимости применять для этого переменные магнитные поля большой напряжённости и из-за сложности устройства подобные схемы распространения не получили. Магнетроны используются в особых режимах с постоянным магнитным полем исключительно для генерирования сверхвысокочастотных колебаний.

§ 16.2. Устройство и принцип действия многорезонаторных магнетронов

Вопрос о применении магнетронов для генерирования высокочастотных колебаний наиболее интенсивно стал разрабатываться с начала тридцатых годов (1932—1934 гг.), когда в радиотехнике выявилась практическая нужда в мощных генераторах метровых и дециметровых волн, которая не могла быть удовлетворена имевшимися в то время лампами с электростатическим управлением. Многочисленные работы, посвященные экспериментальным и теоретическим исследованиям магнетронов, велись во многих исследовательских институтах и лабораториях в СССР и за границей. Эти исследования позволили к 1940—1941 гг. установить, что в зависимости от конструкции и рабочих режимов магнетронов в них могут быть получены колебания с различным механизмом возбуждения и с различными характеристиками по частоте и мощности.

В настоящее время различают три типа колебаний в магнетронах: 1) *колебания циклотронной частоты*, которые обычно возбуждаются в магнетронах со сплошным анодом, подобных описанному выше, 2) *динатронные колебания*, возбуждаемые в магнетронах с анодом, разрезанным на два или большее число сегментов, и 3) *колебания бегущей волны*, возбуждение которых обусловлено взаимодействием электронов с вращающимся высокочастотным электрическим полем в многорезонаторных магнетронах, которые поэтому часто называются магнетронными генераторами с бегущей волной.

Магнетронные генераторы, основанные на использовании первых двух типов колебаний, практического применения не получили ввиду низкого коэффициента полезного действия и низкого уровня мощности на свч, поэтому мы рассмотрим лишь многорезонаторные магнетроны, имеющие широкое применение в диапазоне сантиметровых и отчасти дециметровых волн.

Первые конструкции многорезонаторных магнетронов были разработаны в Советском Союзе Н. Ф. Алексеевым и Д. Е. Маляровым в 1936—1937 гг. После опубликования их работы в печати ¹⁾ многорезонаторные магнетроны стали разрабатываться и в других странах и быстро вытеснили иные типы магнетронов.

Устройство многорезонаторного магнетрона показано на рис. 16.6. В центральной части массивного цилиндрического медного анода вдоль оси его имеется широкая полость, в которой помещается катод, обычно подогревный. Вокруг центральной полости анода высверлено несколько параллельных его оси отверстий, соединяющихся с центральной полостью продольными ще-

¹⁾ Н. Ф. Алексеев и Д. Е. Маляров. Получение мощных колебаний магнетроном в сантиметровом диапазоне волн. ЖТФ, т. 10, вып. 15, 1940 г.

лями. Внутренняя полость каждого отверстия с его щелью является полым резонатором, у которого частота собственных колебаний определяется диаметром круглого отверстия и размерами щели.

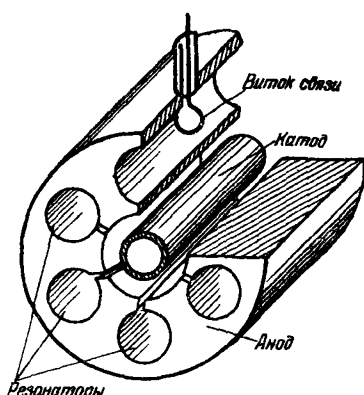


Рис. 16.6

Проходящий около щелей резонаторов кольцевой поток электронов магнетрона возбуждает при определённых рабочих режимах колебания в резонаторах.

Наиболее интенсивное высокочастотное электрическое поле резонатора создаётся в его щели, где, следовательно, можно считать сосредоточенными ёмкостные свойства резонатора; конечно, электрическое поле существует и внутри резонатора и выступает из щели наружу в пространство между анодом и катодом (рис. 16.7).

Переменное магнитное поле резонатора создаётся внутри цилиндрической поверхности его, где можно считать сосредоточенной индуктивность резонатора.

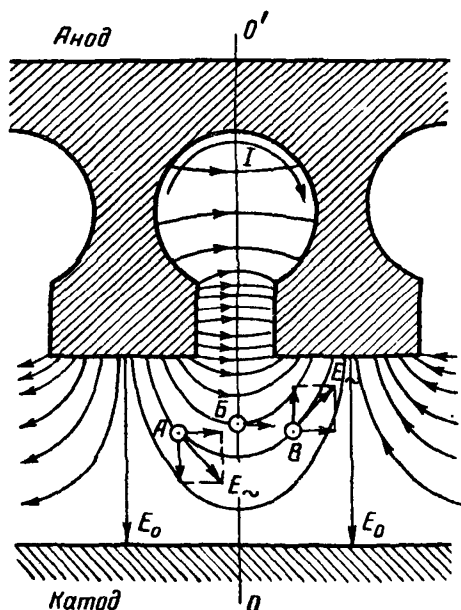


Рис. 16.7

Так как все резонаторы своими полями сильно связаны между собой, то для вывода высокочастотной энергии из них применя-

ется только один виток связи, помещённый внутри одного из резонаторов. Один конец витка присоединён к поверхности резонатора, другой проходит через отверстие в стенке резонатора и через стеклянный впай в медной трубке, соединённой с резонатором, выводится наружу, где связывается с коаксиальной линией или волноводом. Анодное напряжение подключается непосредственно к корпусу анода. Постоянное магнитное поле с индукцией, несколько выше критической, создаётся при помощи постоянных магнитов или электромагнитов, у которых полюсные наконечники должны быть по диаметру не меньше центральной полости анода.

Рассмотрим теперь основные рабочие процессы в многорезонаторном магнетроне. Постоянное магнитное поле в пространстве взаимодействия магнетрона (т. е. между катодом и анодом) направлено параллельно оси катода, вследствие чего электроны, вылетающие с поверхности катода, двигаются по эпициклическим (близким к циклоиде) траекториям и, пролетая около щелей резонатора, вступают во взаимодействие с высокочастотным электрическим полем их, которое создаётся совместным действием связанных между собой резонаторов.

Колебание в каком-либо резонаторе и переменное электрическое поле в щели этого резонатора вообще сдвинуты по фазе относительно колебания и переменного поля в соседнем резонаторе; эта разность фаз может принимать только значения, определяемые формулой $\varphi = 2\pi \frac{n}{N}$, где через N обозначено число резонаторов магнетрона, а n есть целое число, которое для симметричной колебательной системы, имеющей чётное число резонаторов, может иметь значение в пределах от нуля до $\frac{N}{2}$. Возможность только таких фазовых сдвигов вытекает из условия, что пространственное распределение высокочастотного потенциала по щелям и сегментам на внутренней поверхности анода в установившемся режиме должно содержать в себе целое число периодов, так как, обойдя по кольцу все N резонаторов, мы должны прийти к исходной фазе колебания.

В зависимости от установившегося значения фазового угла различают колебания того или иного вида. При $n=0$ колебания всех резонаторов совпадают по фазе, при $n=\frac{N}{2}$ колебания в соседних резонаторах имеют сдвиг, равный π (колебания вида π); в обоих этих случаях распределение высокочастотного потенциала на сегментах и в щелях между ними представляет *стоячую волну* потенциала (узловые точки этого распределения, т. е. точки, где потенциал всё время равен нулю, находятся в середине щелей). При иной величине n (в пределах указанных выше возможных его значений) волна потенциала получается *бегущей* по внутренней поверхности анода, т. е. точки с ну-

левым и амплитудным значениями потенциала перемешаются по сегментам и щелям анода. Колебания разных видов отличаются друг от друга по частоте.

Наиболее употребительным рабочим режимом в многорезонаторном магнетроне являются колебания вида π ; в этом режиме удаётся устранить самопроизвольный переход на другой вид колебаний и связанное с этим скачкообразное изменение частоты, а также удаётся получить большую полезную мощность при наилучшем коэффициенте полезного действия.

Рассмотрим взаимодействие электронов с высокочастотным полем щелей для режима колебаний вида π .

На рис. 16.8 представлено для этого случая в виде развёрнутой диаграммы распределение переменного потенциала на сегментах и в щелях 8-резонаторного магнетрона; заштрихованные прямоугольники в верхней части рисунка изображают сегменты анода, пространства между ними являются щелями резонаторов. Графики распределения потенциала даны для моментов времени, отстоящих друг от друга на четверть периода. Для каждого отдельного момента времени мгновенный потенциал на поверхности каждого сегмента одинаков, а в щелях между сегментами изменяется линейно. Предположим, что электроны двигаются около анода в направлении слева направо, т. е. от 1-го сегмента ко 2-му, затем к 3-му и т. д.

В начальный момент времени t электроны тормозятся в поле щели между 1 и 2-м сегментами, так как 1-й сегмент имеет положительный потенциал, а 2-й — отрицательный; в поле щели между 2 и 3-м сегментами электроны будут ускоряться и т. д. Через полпериода (в момент $t + \frac{2}{4}T$) вследствие изменения знака потенциалов сегментов электроны в поле первой щели будут ускоряться, во второй щели тормозиться и т. д.

Для возбуждения и поддержания колебаний необходимо, чтобы электроны отдавали в тормозящих переменных полях энергию большую, чем та, которую они получают от ускоряющих переменных полей. Такое соотношение в энергиях будет получаться в том случае, если электрон, отдавая энергию в поле первой щели в момент t , придёт в поле второй щели, затем третьей щели и т. д. в те моменты, когда там будет для него опять тормозящее поле; из рис. 16.8 видно, что это может быть достигнуто при разных скоростях движения электронов.

Наиболее эффективное взаимодействие электрона с переменным полем получается тогда, когда электрон пролетает расстояние между соседними щелями за полпериода и, следовательно, во второй щели будет в момент $t + \frac{T}{2}$, в третьей — в момент $t + T$ и т. д.; эти положения электронов отмечены на кривых распределения потенциала чёрными кружками.

Другие возможные случаи движения электрона, обеспечиваю-

щие необходимое взаимодействие электрона с переменным полем, также показаны на графике; квадратиками отмечены положения электрона, когда он пролетает расстояние между соседними щелями за время $\tau = \frac{6}{4}T$; треугольниками отмечены положения для

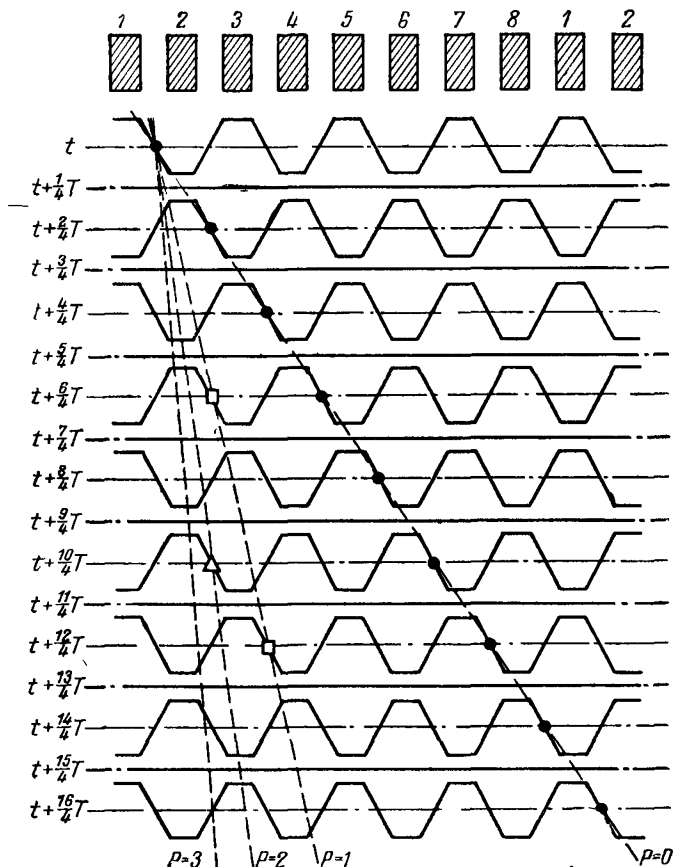


Рис. 16.8

случая $\tau = \frac{10}{4} T$. Полученные из графика частные значения τ могут быть объединены в общую формулу, такого вида:

$$\tau = \left(p + \frac{1}{2} \right) T = \frac{p + \frac{1}{2}}{f}, \quad (16.7)$$

где $p = 0, 1, 2, 3$ и т. д.

В современных конструкциях магнетронов применяются подогревные катоды с большим диаметром, вследствие чего электрическое поле между анодом и катодом приближается к равномерному полю между плоско-параллельными электродами. Как было показано в гл. 4, средняя переносная скорость движения электрона между плоско-параллельными электродами определяется соотношением

$$v_e = \frac{E}{B},$$

причём в нашем случае приближённо можно считать, что $E = \frac{U_a}{r_a - r_k}$.

Так как длина окружности, расположенной посредине между катодом и анодом, равна $l_{cp} = \pi(r_a + r_k)$, то время пролёта электрона от одного резонатора до другого будет равно

$$\tau = \frac{1}{N} \frac{l_{cp}}{v_e} = \frac{\pi}{N} (r_a^2 - r_k^2) \frac{B}{U_a}. \quad (16.8)$$

Используя (16.8) и условие синхронизма (16.7) при $p=0$ (т. е. $\tau = \frac{T}{2} = \frac{1}{2f}$), получим соотношение между анодным напряжением и индукцией магнитного поля, которое должно быть выдержано для того, чтобы обеспечивалось синхронное движение электронов в высокочастотном поле резонаторов при колебаниях вида π

$$\frac{1}{2f} = \frac{\pi}{N} (r_a^2 - r_k^2) \frac{B}{U_a}.$$

или

$$U_a = \frac{2\pi}{N} (r_a^2 - r_k^2) fB. \quad (16.9)$$

Траектории электронов в пространстве между катодом и анодом имеют вид, показанный на рис. 16.9. Вылетев из катода и

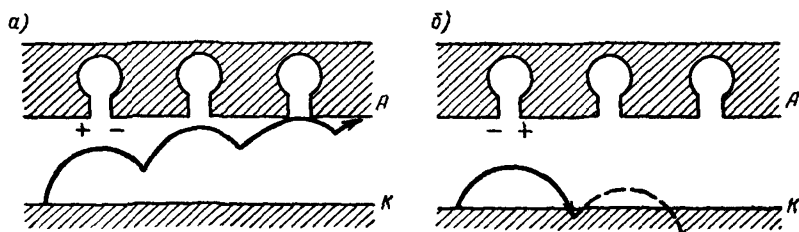


Рис. 16.9

двигаясь по циклоидальной траектории в тормозящем поле первой щели, электрон, вследствие потери скорости, до катода не доходит и под действием анодного напряжения опять начинает дви-

гаться к аноду, вступая во взаимодействие с тормозящим полем второй щели и т. д. Постепенно приближаясь к аноду, электрон после нескольких циклических петель, в продолжение которых он всё время отдаёт энергию высокочастотному полю, будет притянут на анод (рис. 16.9а).

Электроны, которые, вылетая из катода, попадают в ускоряющее поле какой-либо щели, в результате увеличения своей скорости возвращаются на катод (рис. 16.9б) и, следовательно, взаимодействуют с переменным полем, забирая из него энергию, значительно меньшее время по сравнению с совершающими полезную работу электронами, чем и объясняется возбуждение и существование колебаний в магнетроне.

В результате того, что электроны, взаимодействующие с переменным полем в правильной фазе, находятся длительное время в пространстве между катодом и анодом, а электроны неправильной фазы быстро удаляются из пространства взаимодействия, происходит «группирование» электронного кругового потока, разбивка его на обособленные группы,двигающиеся с такой же угловой скоростью, с какой движется бегущая волна высокочастотного поля ¹⁾.

В процессе своего движения электронные группы, пролетая в поле щели резонатора, наводят в резонаторе высокочастотный колебательный ток так же, как это происходит в клистронах, причём в данном случае обеспечивается непрерывность взаимодействия электронов с высокочастотным полем.

Взаимное расталкивание электронов и некоторые другие явления вызывают разгруппировку электронов, но эти влияния в значительной степени ослабляются противоположным (группирующим) действием самого высокочастотного поля, которое за счёт своей радиальной составляющей вызывает изменение скорости электронов в группе, т. е. производит скоростную модуляцию. Суть этого явления заключается в следующем.

Оптимальным моментом прибытия электронов к центру щели, где имеется максимум тормозящего поля, очевидно является момент, когда это поле, изменяясь во времени, достигает амплитудного значения, так как в этом случае торможение электронов будет наиболее эффективным. На рис. 16.7 показано тормозящее высокочастотное поле одной щели и три электрона, находящиеся в различных точках этого поля идвигающиеся слева направо. Электрон А к моменту, когда тормозящее поле достигало в щели максимума, ещё не дошёл до щели и, следовательно, запаздывает по фазе. Электрон Б пришёл точно вовремя. Электрон

¹⁾ Стоячую волну поля колебаний вида π можно представить как сумму двух бегущих навстречу друг другу волн. Электронные группы, взаимодействуя с бегущей волной одного с ними направления, создают колебания; энергия взаимодействия электронов с встречной бегущей волной в среднем равна нулю.

B уже прошёл центр щели и, следовательно, движется с опережением.

В средней плоскости OO' радиальная составляющая переменного поля равна нулю; поэтому электрон, проходящий через плоскость OO' , изменения скорости не испытывает. В точках, левее средней плоскости, радиальная составляющая переменного поля складывается с постоянным радиальным полем анода, что вызывает увеличение скорости электрона, находящегося левее средней плоскости. Правее средней плоскости радиальная составляющая высокочастотного поля направлена навстречу постоянному полю анод—катод E_0 и, уменьшая действующую здесь на электрон силу, уменьшает его скорость. Так как за время пролёта электронов под щелью поле успевает несколько измениться по величине, то для запаздывающего электрона *A* увеличение скорости перед щелью будет больше, чем уменьшение скорости за щелью, тогда как для опережающего электрона *B*, наоборот, увеличение скорости перед щелью будет меньше, чем уменьшение скорости за щелью. Вследствие таких изменений скоростей бу-

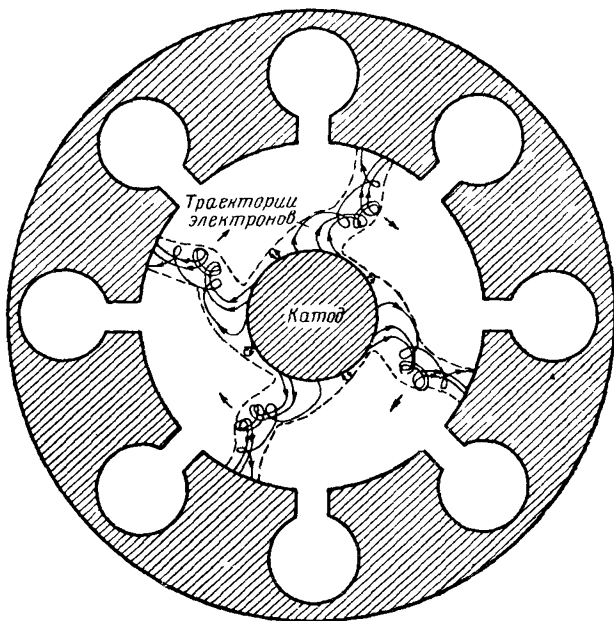


Рис. 16.10

дет происходить сближение электронов и они более компактной группой будут входить в тормозящее поле щели следующего резонатора.

На рис. 16.10 показана пунктиром форма пространственного заряда в работающем многорезонаторном магнетроне, получен-

ная в результате теоретического расчёта. Траектории электронов, вылетающих из катода в различные моменты времени, показаны в системе координат, неподвижной относительно вращающегося «облака». Как видно из рисунка, пространственный заряд в работающем магнетроне сильно деформирован и имеет своеобразные «спицы», число которых в два раза меньше числа резонаторов. Весь заряд в целом вращается вокруг катода синхронно с изменением высокочастотного поля так, что «спицы» подходят к щелям резонаторов, где имеется наиболее интенсивное высокочастотное поле, каждый раз в тот момент, когда это поле является тормозящим. При этом электроны «спицы» передают свою кинетическую энергию полю резонаторов.

Деформация пространственного заряда в магнетроне и образование в нём «спиц» являются результатом рассмотренного нами воздействия высокочастотного поля резонаторов на электронный поток («сортировка» электронов тангенциальной составляющей поля и «группировка» радиальной составляющей).

§ 16.3. Рабочие режимы и характеристики магнетрона

Рабочий режим магнетрона определяется величиной постоянного напряжения анода, индукцией магнитного поля и частотой генерируемых колебаний. Все эти величины связаны между собой определёнными соотношениями.

Отметим прежде всего, что в работающем магнетроне индукция магнитного поля B должна быть больше $B_{кр}$ или, иначе говоря, постоянное напряжение анода U_a должно быть меньше критического (16.6):

$$U_{a\text{ кр}} = \frac{1}{45} r_a^2 \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2} \right)^2 B^2.$$

График этой зависимости, называемый *параболой критического режима*, показан на рис. 16.11, и на нём штриховкой отмечена область значений (U_a, B) , в которой генерирование колебаний невозможно. Для генерирующего магнетрона значения (U_a, B) должны изображаться точками, лежащими ниже параболы критического режима.

Как было показано в предыдущем параграфе, для обеспечения синхронного движения электронного потока в магнетроне необходимо, чтобы анодное напряжение U_a и индукция магнитного поля B удовлетворяли при колебаниях вида π соотношению (16.9). Однако магнетрон может генерировать и другие виды колебаний, если только обеспечен синхронизм движения электронного потока и высокочастотного поля данного вида. Так как фазовый сдвиг между колебаниями в соседних щелях для колебаний типа n равен

$$\Delta \varphi_n = 2\pi \frac{n}{N},$$

то для обеспечения синхронизма время пролёта электронов от щели до щели должно иметь величину

$$\tau_n = \frac{\Delta \varphi_n}{2\pi} T_n = T_n \frac{n}{N} = \frac{n}{N f_n}.$$

Отсюда и из (16.8) получим условие синхронизма для колебаний вида π

$$U_{an} = \frac{\pi}{n} (r_a^2 - r_k^2) f_n B. \quad (16.10)$$

Это соотношение, частным случаем которого является (16.9), определяет величину **порогового напряжения** магнетрона, т. е.

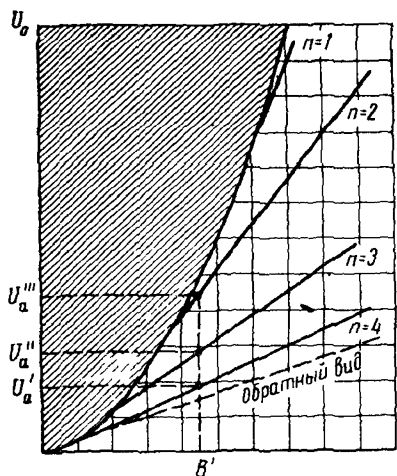


Рис. 16.11

такую величину U_a , при котором должны возникнуть колебания в магнетроне¹⁾. Графики зависимости порогового напряжения от индукции магнитного поля B для магнетрона, имеющего восемь резонаторов, показаны на рис. 16.11. Они представляют собой прямые линии, причём ниже всех лежит линия порогового напряжения для колебаний вида π ($n=4$). Таким образом, если при определённой величине индукции магнитного поля $B = B'$ постепенно повышать величину анодного напряжения U_a , то вначале при $U_a = U_a'$ в магнетроне возникнут колебания вида π ($n=4$), затем при увеличении анодного на-

пряжения до значения $U_a = U_a''$ магнетрон перейдёт в режим генерирования колебаний следующего вида ($n=3$) и т. д. Для обеспечения генерирования колебаний определённого вида необходимо, чтобы напряжение на магнетроне во время работы не изменялось в слишком широких пределах, так как в противном случае возможен «перескок». Практически дело осложняется тем, что электронный поток может также возбуждать колебания так называемых *обратных видов*, при которых волна электромагнитного поля движется навстречу электронному потоку. Эти виды колебаний возбуждаются при меньших напряжениях, чем вид π . Для одного из обратных видов характеристика показана на рис. 16.11 пунктиром.

¹⁾ Практически ф-ла (16.10) даёт несколько завышенные значения порогового напряжения. Более точные выражения см. в книге В. Ф. Коваленко «Введение в электронику сверхвысоких частот». Изд. «Советское радио». 1955 г.

Рассмотрим теперь вольтамперную характеристику генерирующего магнетрона, т. е. зависимость между постоянной составляющей анодного тока магнетрона I_a и постоянным напряжением на его аноде U_a при заданной индукции магнитного поля B и при заданной нагрузке. Наличие анодного тока в работающем магнетроне, несмотря на то, что индукция магнитного поля B имеет величину больше критической, объясняется рассмотренным в предыдущем параграфе влиянием тангенциальной составляющей на траектории электронов правильной фазы, которые вследствие этого заканчивают свой путь на аноде, образуя анодный ток (рис. 16.9а).

Вольтамперные характеристики показаны на рис. 16.12, причём по горизонтальной оси, как это принято, отложены значения анодного тока, а по вертикальной — анодное напряжение.

Как следует из уравнения синхронизма (16.10) и из рис. 16.11, возбуждение колебаний в магнетроне возможно при различных значениях индукции B . Поэтому, задавая различные значения B , мы получаем семейство вольтамперных характеристик.

При повышении индукции B вольтамперные характеристики соответственно сдвигаются вверх, что является доказательством принципиальной справедливости условия синхронизма (16.10). При заданной индукции магнитного поля B напряжение на аноде генерирующего магнетрона может изменяться в некоторых пределах без нарушения его нормальной работы. Обычно это изменение анодного напряжения может достигать до 10—20% от среднего значения.

При снижении анодного напряжения ток через магнетрон снижается, мощность генерируемых колебаний падает и, наконец, при некотором значении ($U_{a \text{ мин.}}$, $I_{a \text{ мин.}}$) работа магнетрона становится неустойчивой и генерация срывается. Поэтому в области малых токов магнетроны практически использоваться быть не могут и их вольтамперные характеристики в этой области не снимаются.

При увеличении анодного напряжения ток через магнетрон возрастает, мощность генерируемых колебаний растёт. При значительном увеличении напряжения может произойти перескок на

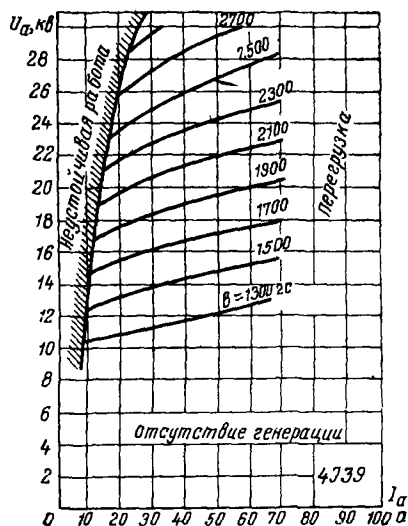


Рис. 16 12

другой вид колебаний, либо возникает перегрузка магнетрона (перегрев анода, пробой вывода энергии, искрение, перегрузка катода и т. д.). Этими факторами и ограничиваются возможные значения U_a , I_a сверху.

Приближённое выражение для вольтамперной характеристики магнетрона, дающее приемлемые для практики результаты, было найдено В. Ф. Коваленко и имеет следующий вид:

$$U_a = \frac{1884}{N\lambda} (r_a^2 - r_k^2) B - \frac{8,08 \cdot 10^7 \cdot r_a^2}{N^2 \lambda^2 \left(1 + \frac{21300}{N\lambda B}\right)^2} + 202 \frac{N^{2/3} (r_a - r_k)^{3/3}}{h^{2/3} r_a^{1/3}} B^{1/3} \frac{I_a^{2/3}}{U_a^{1/3}}.$$

В этой формуле h — высота анодного блока, λ — длина волны.

При практическом использовании магнетронов необходимо знать коэффициент полезного действия магнетрона и величину генерируемой им мощности. Обе эти величины зависят от режима работы. Поэтому в качестве *рабочих* характеристик магнетрона берут, кроме рассмотренных нами вольтамперных характеристик $B = \text{const}$, также вольтамперные характеристики, снятые

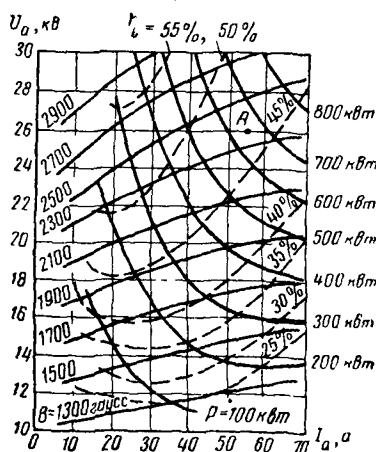


Рис. 16.13

при условии $\eta = \text{const}$, а также вольтамперные характеристики при $P = \text{const}$. Они обычно наносятся на один график, по которому можно получить основные данные режима работы магнетрона. На рис. 16.13 для примера показаны рабочие характеристики импульсного магнетрона десятисантиметрового диапазона. По этим характеристикам можно установить, что, например, в точке А, отмеченной на графике, магнетрон работает при $U_a = 26$ кВ, $I_a = 55$ а и отдаёт мощность $P \approx 650$ кВт при $\eta = 46,5\%$. Необходимая для работы индукция магнитного поля $B = 2400$ Гс.

Рассмотрение рабочих характеристик магнетрона показывает, что коэффициент полезного действия магнетрона возрастает с ростом индукции магнитного поля, что можно объяснить, исходя из следующих соображений.

Энергия, получаемая электроном от постоянного электрического поля анода, равна $W_0 = eU_a$. Кинетическая энергия, с которой падают электроны на анод, нагревая его, $W_a = \frac{mv_a^2}{2}$.

Энергия, передаваемая электроном высокочастотному полю, равна разности этих энергий, $W = W_0 - W_a$, и коэффициент полезного действия электронного потока равен

$$\eta_{эл} = \frac{W}{W_0} = 1 - \frac{W_a}{W_0} = 1 - \frac{1}{2} \frac{m v_a^2}{e U_a}. \quad (16.11)$$

Оценим скорость v_a , с которой электроны падают на анод. Полагая движение электронов циклоидальным и считая, что большинство электронов попадает на анод на вершине циклоиды, найдём, что разность потенциалов, пройденная электроном на последнем участке и определяющая скорость v_a , равна $U =$

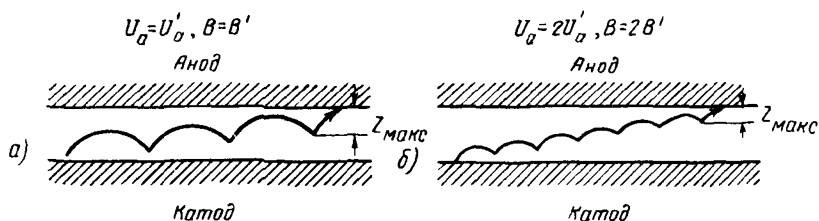


Рис. 16.14

$= E Z_{\text{макс}}$ (рис. 16.14а). Здесь $Z_{\text{макс}}$ — размах циклоиды, который согласно (4.12) равен $Z_{\text{макс}} = 2 \frac{m}{e} \frac{E}{B^2}$. Напряжённость поля

анода E в нашем случае приближённо равна $E = \frac{U_a}{r_a - r_k}$.

Тогда кинетическая энергия электрона

$$\frac{m v_a^2}{2} = e U = e E Z_{\text{макс}} = 2 m \left(\frac{E}{B} \right)^2 = \frac{2 m}{(r_a - r_k)^2} \left(\frac{U_a}{B} \right)^2.$$

Отсюда в соответствии с (16.11) коэффициент полезного действия электронного потока равен

$$\eta_{эл} = 1 - \frac{2 m}{e (r_a - r_k)^2} \frac{U_a}{B^2}. \quad (16.12)$$

Так как U_a и B связаны между собой линейно условием синхронизма (16.10), то из (16.12) следует, что КПД магнетрона возрастает с ростом U_a и B . Это объясняется тем, что с увеличением индукции B уменьшается размах циклоиды $Z_{\text{макс}}$ и, следовательно, уменьшается длина последнего участка пути электрона $Z_{\text{макс}}$, на котором он, пройдя разность потенциалов U , набирает кинетическую энергию, передаваемую затем аноду (рис. 16.14б).

При значительном увеличении индукции B коэффициент полезного действия электронного потока может стать весьма высоким, однако практически это ограничивается габаритами, весом и стоимостью магнитной системы. Следует также учесть, что часть энергии электронного потока расходуется на бомбардировку

ровку катода. Поэтому практически коэффициент полезного действия электронного потока в магнетроне $\eta_{эл}$ лежит в пределах от 35 до 70%, а коэффициент полезного действия магнетрона η (с учётом потерь в колебательной системе) имеет ещё меньшую величину.

Из рабочих характеристик магнетрона (рис. 16.13) видно, что при $B = \text{const}$ коэффициент полезного действия магнетрона зависит от величины тока, проходящего через магнетрон, достигая максимального значения при некоторой оптимальной его величине. Уменьшение кпд при малых токах ($I_a < I_{опт}$) объясняется недостаточной группировкой электронного потока слабым высокочастотным полем, вследствие чего «спицы» электронного облака оказываются расплывшимися и значительная часть электронного потока взаимодействует с высокочастотным полем в неблагоприятной фазе. При больших токах ($I_a > I_{опт}$) из-за слишком высокой плотности пространственного заряда группировка также ухудшается за счёт взаимного расталкивания электронов в потоке; при этом кпд падает.

Вид характеристик постоянной генерируемой мощности $U_a = f(I_a)_{P = \text{const}}$ можно объяснить следующим образом. Так как мощность, генерируемая магнетроном, равна $P = \eta I_a U_a$, то отсюда

$$U_a = \frac{P}{\eta I_a}. \quad (16.13)$$

При $P = \text{const}$ (16.13) является уравнением характеристик постоянной генерируемой мощности, и если бы кпд магнетрона не зависел от режима, то эти характеристики являлись бы гиперболой. Но так как из-за рассмотренных выше причин кпд магнетрона с изменением режима меняется (уменьшаясь при снижении анодного напряжения обычно до 1,5–2 раз в пределах рабочих режимов), то линии $P = \text{const}$ снижаются менее круто, чем гиперболы.

В заключение отметим, что в магнетронах наблюдается небольшое изменение частоты генерируемых колебаний при изменении его рабочего режима. Это явление носит название электронного смещения частоты. Характер такой зависимости показан на рис. 16.15. Физически явление электронного смещения частоты аналогично явлению электронной настройки в отражательных клистронах и объясняется тем, что электронный поток, возбуждающий колебания в резонаторах, имеет, кроме активной проводимости, обуславливающей передачу энергии резонаторам, также и реактивную проводимость, влияющую на резонансную частоту резонаторов. Так как вели-

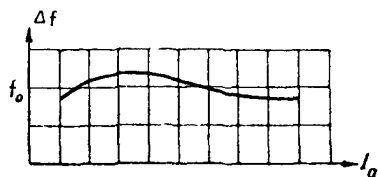


Рис 16 15

чина, кроме активной проводимости, обуславливающей передачу энергии резонаторам, также и реактивную проводимость, влияющую на резонансную частоту резонаторов. Так как вели-

чина реактивной проводимости зависит от скорости вращения электронного потока, т. е. от анодного напряжения, то при изменении режима работы магнетрона частота генерируемых колебаний изменяется.

Величина электронного смещения измеряется в мегагерцах на ампер анодного тока и в магнетронах сантиметрового диапазона составляет от нескольких десятых мегагерца на ампер в номинальном режиме до 1,5–2 Мгц на ампер при малых токах

§ 16.4. Детали устройства и конструкции многорезонаторных магнетронов

Полагая, что точка пересечения характеристики порогового напряжения для колебаний вида π с параболой критического режима (рис. 16.11) определяет минимальные значения анодного напряжения и индукции магнитного поля, при которых магнетрон ещё может генерировать колебания, получим из (16.6) и (16.9), что рабочее напряжение на аноде магнетрона и рабочая индукция магнитного поля должны удовлетворять соотношениям:

$$U_a > 180 \pi^2 (r_a^2 - r_k^2) \frac{f^2}{N^2}, \quad (16.14)$$

$$B > 90 \pi \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2} \right) \frac{f}{N}. \quad (16.15)$$

Отсюда видно, что чем выше рабочая частота, тем выше требуется анодное напряжение и тем больше должна быть индукция магнитного поля. Для того чтобы работать при меньших значениях анодного напряжения и индукции магнитного поля, необходимо увеличивать число резонаторов. Поэтому в магнетронах всегда берётся большое число резонаторов (от 6 до 40), причём большее количество резонаторов имеют, как правило, магнетроны для более коротких волн.

Резонаторы колебательной системы магнетрона связаны между собой сильной связью за счёт взаимодействия их высокочастотных полей, например магнитных, силовые линии которых на торцовых концах анодного блока переходят из одного резонатора в другой. Вследствие сильной связи между резонаторами колебания в них возбуждаются не на собственной частоте, а на одной из частот связи, величина которых зависит от собственной частоты резонаторов, от связи между резонаторами и от возможной расстройки резонаторов. Всё это, вместе взятое, вызывает большую многоволнистость колебательной системы магнетрона, причём резонансные частоты все довольно близко сгруппированы. Последнее обстоятельство может привести к тому, что, кроме нормально создаваемых колебаний (обычно вида π), в магнетроне

будут возбуждаться колебания другого вида, близкие по частоте к основным, в результате чего поле основных колебаний (вида π) искажается, взаимодействие его с электронами ухудшается и полезная мощность уменьшается. Для устранения этого необходимо «разнести» резонансные частоты многорезонаторной системы возможно дальше друг от друга. Практически для устойчивой работы магнетрона необходимо, чтобы частота колебаний вида π отличалась на 10—15% от частоты колебаний вида $\frac{N}{2} - 1$.

Так как частоты связи отстоят друг от друга тем больше, чем сильнее связь между резонаторами или чем сильнее расстроены резонаторы между собой, то в современных конструкциях магнетронов для достижения указанной цели или увеличивают связь

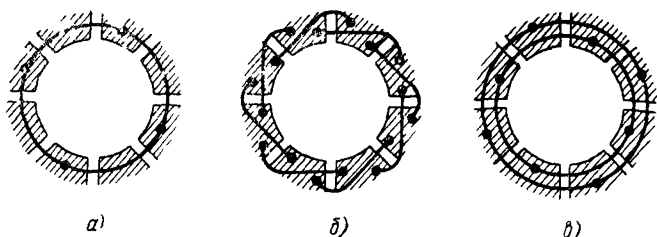


Рис. 16.16

между резонаторами при помощи специальных «связок», или устраивают систему из чередующихся резонаторов больших и малых размеров с резко отличающимися собственными частотами.

Первый способ заключается в том, что при помощи проводочных связок анодные сегменты соединяются между собой через один (1-й сегмент с 3-м, затем с 5-м и т. д., 2-й сегмент с 4-м, затем с 6-м и т. д.).

Применяемые конструкции связок показаны на рис. 16.16. В первой конструкции, наиболее простой (рис. 16.16а), одни сегменты, например нечётные, присоединены к проводочному кольцу, расположенному с одного конца анодного блока, другие сегменты соединяются с кольцом, находящимся с другой стороны анодного блока. На рис. 16.16б показано соединение сегментов при помощи отдельных коротких проволок—связок, которые присоединяются к сегментам как на одной, так и на другой торцевой поверхности анода. В третьем случае (рис. 16.16в) соединение осуществляется кольцами, но с каждой стороны помещаются по два кольца для соединения как чётных, так и нечётных сегментов.

Присоединённые к анодным сегментам по той или иной схеме связки за счёт своей ёмкости и индуктивности изменяют частоту колебаний различного вида. Для колебаний вида π преобладает влияние ёмкости связок, вследствие чего собственная

частота резонатора для этих колебаний несколько уменьшается. Для колебаний другого вида (для $n < \frac{N}{2}$) разность фаз между сегментами, соединёнными связкой, не равна нулю, по связкам течёт ток и в результате преобладает действие индуктивно-

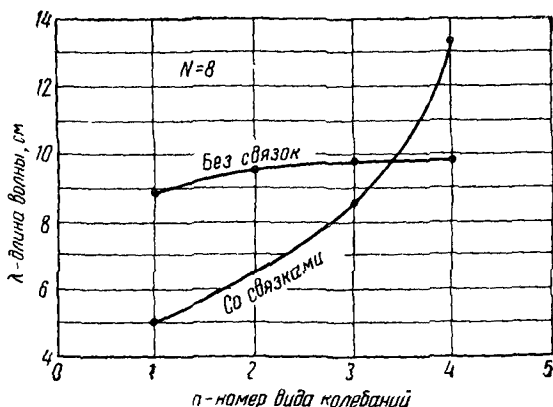


Рис 16.17

сти связок, которая шунтирует резонатор, что вызывает повышение собственных частот резонатора для этих колебаний (рис. 16.17). Благодаря такому влиянию, применение связок оказывается благоприятным для установления рабочего режима с колебаниями вида π без опасности возбуждения колебаний другого вида.

При другом способе разделения собственных частот резонатора анодный блок изготавливается таким, как показано на рис. 16.18; такая конструкция разнорезонаторного магнетрона известна под названием «восходящее солнце». В этой системе получается, хотя и худшее, чем в системе со связками, но достаточное разделение частот и обеспечивается возможность работы при колебаниях вида π без возбуждения иных колебаний. Преимуществом разнорезонаторного магнетрона является отсутствие связок, изготовление которых затруднительно в магнетронах малых размеров с большим числом резонаторов, какими являются магнетроны для очень коротких волн. Отсутствие связок и потерь мощности в них позволяет также получить от этих магнетронов лучший коэффициент полезного действия по сравнению с магнетро-

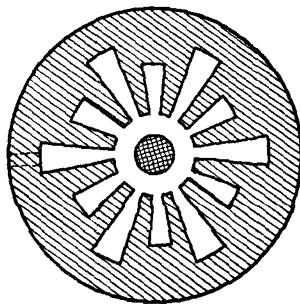


Рис. 16.18

нами со связками. Кроме того, в разнорезонаторных магнетронах можно делать анодные блоки большей длины, чем в магнетронах со связками, что важно для магнетронов большой мощности.

В описанных выше многорезонаторных магнетронах резонаторы имеют постоянные, неизменяемые размеры и, следовательно, нерегулируемую собственную частоту; такие магнетроны являются генераторами с фиксированной частотой генерируемых колебаний. Для возможности изменять, хотя бы в небольших пределах, рабочую частоту были разработаны специальные конструкции *настраиваемых* многорезонаторных магнетронов В

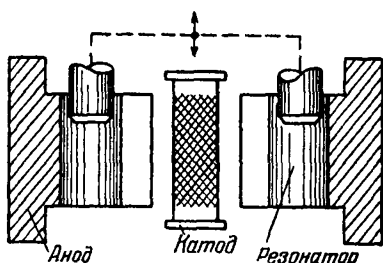


Рис. 16.19

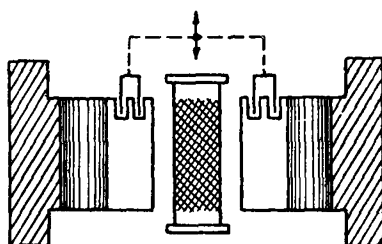


Рис. 16.20

этих конструкциях настройка частоты магнетронного генератора производится изменением индуктивности или ёмкости резонаторов. Изменение L более удобно осуществлять в магнетронах для очень коротких волн, изменение C — в магнетронах с более длинными рабочими волнами.

Для изменения индуктивности резонаторов в них вводятся металлические штырьки, перемещаемые по осям вблизи осей цилиндрических отверстий резонаторов (рис. 16.19). При углублении штырька в резонатор уменьшается объём, пронизываемый магнитными силовыми линиями, вследствие чего уменьшается индуктивность и увеличивается собственная частота резонатора. Все штырьки размещены на диске, который укреплен у торцевой поверхности анодного блока на гибкой диафрагме и при помощи специального нажимного приспособления может быть приближен к аноду или удален от него. Такими штырьками можно осуществить изменение частоты магнетронного генератора на $\pm 7\%$ от среднего рабочего значения частоты.

Изменение ёмкости резонаторов осуществляется с помощью металлического кольца специальной формы, которое передвигается в области наиболее интенсивного электрического поля резонаторов, т. е. у щелей и выступов анодных сегментов (рис. 16.20). Часто кольцо делают П-образного сечения, как показано на рисунке, и вдвигают его в специальные кольцевые ка-

навки, выточенные в торцовой поверхности анода с одной его стороны. При погружении кольца в канавки ёмкость резонаторов увеличивается и частота колебаний уменьшается. Диапазон настройки в этом случае может быть получен несколько меньший, чем в конструкции со штырьками, так как при увеличении ёмкости резонаторов более высокие частоты колебаний вида $n < \frac{N}{2}$, изменяясь быстрее, чем частота колебаний вида π , могут совпадать с ней.

Более широкий диапазон настройки можно получить, располагая подвижное кольцо на одной стороне со связками и изменяя перемещением кольца ёмкость и индуктивность связок. При приближении кольца ёмкость связок увеличивается, что уменьшает частоту колебаний вида π , в то же время индуктивность связок уменьшается, вследствие чего повышаются частоты колебаний вида $n < \frac{N}{2}$. Таким образом, с изменением частоты одновременно увеличивается разделение частот мешающих колебаний и диапазон настройки в этом отношении не ограничивается.

Мощные многорезонаторные магнетроны используются главным образом в импульсных радиотехнических установках. Как и в других импульсных лампах, для увеличения полезной мощности в этих магнетронах применяются высокоэффективные полупроводниковые, сложные и плёночные (обычно подогревные) катоды. Но режим работы катода в магнетроне отличается от работы катода в простых лампах вследствие того, что возвращающиеся на катод электроны вызывают своей бомбардировкой вторичную эмиссию с катода и значительный дополнительный подогрев его. Дополнительная энергия, получаемая катодом от возвращающихся электронов, составляет от 5 до 10% энергии, подводимой к анодной цепи магнетрона. Поэтому в ряде случаев (именно, для магнетронов очень коротких волн, например, в диапазоне 3—3,5 см) оказывается возможным работать с выключенной цепью подогревателя катода за счёт разогрева катода электронной бомбардировкой; накаливать подогреватель в таких магнетронах надо только в начале при включении схемы для «запуска» её.

Особым требованием к оксидным катодам магнетронов, кроме требования большой эмиссии, является необходимость изготовления прочного, с малым электрическим сопротивлением оксидного слоя на катоде, не разрушающегося от электронной бомбардировки и от возможных местных перегревов отдельных участков его поверхности. Для этой цели катоды магнетронов с длиной волны 3 см и короче изготавливаются в виде цилиндра с надетой на него никелевой сеткой с очень мелкими ячейками, в которые впрессовывается достаточное количество активного материала (сетчатый, или синтерированный катод). Применяются

также ториево-оксидные и бариево-вольфрамовые, или *Л*-като-
тоды.

На рис. 16.21 показана конструкция импульсного многорезонаторного магнетрона. На торцовых поверхностях корпуса анода сделаны кольцевые выступы, к которым припаиваются бо-

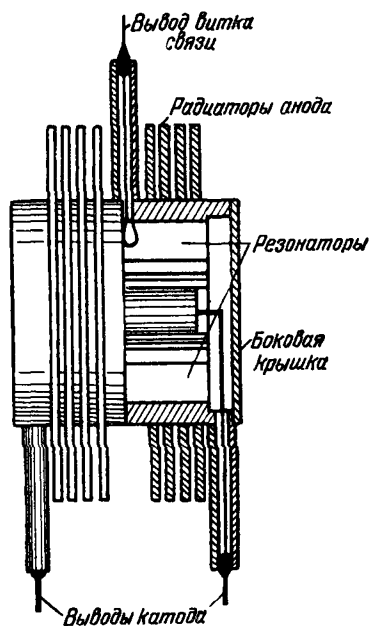


Рис. 16.21

ковые крышки так, что между крышкой и телом анода остаётся пространство для размещения держателей и выводов катода. К боковой (цилиндрической) поверхности корпуса анода прикрепляются дискообразные радиаторы, которые для лучшего охлаждения анода обдуваются потоком воздуха. Выводы подогревателя (катод соединён с одним из них) сделаны на боковую (цилиндрическую) поверхность магнетрона через стеклянные впаи в медных трубочках, соединённых с корпусом анода; для предохранения от механических повреждений выводы катода обычно прикрываются стеклянным колпаком.

Несколько изменённую, по сравнению с вышеописанной, конструкцию имеют так называемые «пакетные» магнетроны, в которых боковые крышки корпуса анода используются в качестве

полюсных наконечников магнитной системы магнетрона. На рис. 16.22 показано схематическое устройство пакетного магнетрона с двумя постоянными

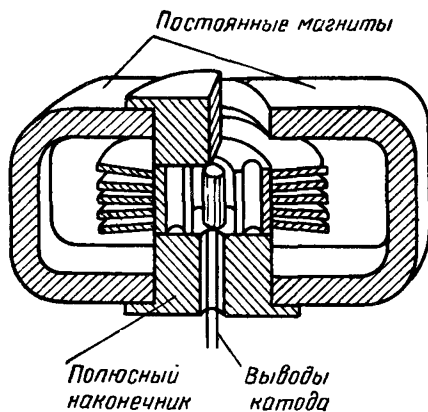


Рис 16 22

подковообразными магнитами; применением магнитного шунта (на рисунке не показано) обеспечивается возможность регулировки постоянного магнитного поля в магнетроне. В пакетных магнетронах выводы катода обычно устраиваются в осевом направлении корпуса и для них в одном из полюсных наконечников делается отверстие соответствующего диаметра. Такая конструкция позволяет приблизить

полюсные наконечники почти вплотную к пространству взаимодействия магнетрона и тем значительно уменьшить магнитодвижущую силу, необходимую для создания требуемого магнитного поля. Поэтому в пакетных магнетронах возможно применить небольшие по размерам и по весу постоянные магниты и эти магнетроны вместе с магнитной системой получают меньших размеров, более компактными, чем конструкции, в которых магнетрон и магнитная цепь сделаны отдельными друг от друга. Особенно выгодной пакетная конструкция оказывается для магнетронов, работающих на очень коротких волнах ($\lambda = 3$ см и короче), так как чем короче рабочая волна, тем меньше должны быть размеры резонаторов и пространства взаимодействия, а напряжённость магнитного поля должна быть больше.

В табл. 16.1 приведены примерные технические данные со временных импульсных многорезонаторных магнетронов.

Таблица 16.1

Генерируемая частота Мгц	Мощность квт	U_a кв	I_a а	B гс	$\tau^1)$ мксек
700	40	12	10	650	2
1 200	600	28	46	1 500	4
3 000	4 500	71	130	пост. магн.	2
	750	28	70	2 500	1
9 000	500	34	40	пост. магн.	1,8
	300	22	28	6 300	6
24 000	40	14	14	7 600	0,25 ²⁾
49 000	100	18	27	10 500	0,2 ²⁾
91 000	10	10	8	21 500	0,2 ²⁾

¹⁾ При коэффициенте заполнения $S \leq 0,001$

²⁾ $S < 0,0001$.

Многорезонаторные магнетроны разработаны и для режима непрерывной работы. При таких же размерах анода и резонаторов, как в импульсных магнетронах, они отличаются от импульсных применением вольфрамового катода вместо оксидного, меньшей полезной мощностью (из-за меньшего тока эмиссии) и применением водяного охлаждения анода, так как выделяющаяся при непрерывной работе на аноде мощность значительно больше, чем при импульсном режиме.

В табл. 16.2 приведены примерные технические данные современных многорезонаторных магнетронов непрерывного режима.

Т а б л и ц а 16.2

Частота Мгц	Мощность квт	U_a кв	I_a а	B гс	Примечание
325—495	10 000	11	1,6	1600	Перестраиваемый
785—845	10 000	6,6	3,0	360	То же
2460—3610	800	5,0	0,3	3 000	»
9800—10 000	1	0,45	0,015		»
11 500	200	2,8	0,5	5 500	Неперестраиваемый

ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ И ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ**§ 17.1. Общие сведения о лампах бегущей и обратной волны**

Для создания усилителей сверхвысоких частот, обладающих одновременно большим коэффициентом усиления и широкой полосой пропускания, приходится отказаться от принципа обмена энергией между электронным потоком и электрическим полем в сравнительно коротком промежутке и использовать принцип непрерывного взаимодействия электронного потока с электрическим полем бегущей волны, фазовая скорость которой близка к скорости движения электронного потока. Длительное взаимодействие электронного потока со слабым полем бегущей волны в большой области даёт такой же энергетический эффект, как и взаимодействие электронного потока с интенсивным полем в коротком промежутке, имеющее место в резонаторах клистронов. Бегущая электромагнитная волна с малой напряжённостью поля может быть создана в системах, подобных линиям с распределёнными постоянными, которые не обладают резко выраженными резонансными свойствами. Поэтому электронные приборы, основанные на принципе длительного взаимодействия электронного потока с полем бегущей волны, должны обладать значительно более широкой полосой усиливаемых частот, чем клистроны, в которых применяются резонаторы с узкой полосой частот. Лабораторные образцы таких ламп были созданы в 1945—1947 гг.

Электронные приборы для усиления и генерирования сверхвысоких частот с электронным потоком в виде луча, использующие передачу энергии электронов полю бегущей электромагнитной волны, распространяющейся в направлении движения электронного потока, называются *лампами бегущей волны* (лбв), а электронные приборы, использующие передачу энергии электронов полю бегущей электромагнитной волны, распространяющейся в направлении, противоположном движению электронного потока, называются *лампами обратной волны* (лов). В лампах бегущей волны и обратной волны, несмотря на иной, чем в клистропах, характер взаимодействия электронов с полем, также используется процесс группирования, т. е. процесс преоб-

разования электронного потока с постоянным током в поток с пульсирующим током вследствие изменения скоростей электронов под воздействием поля бегущей волны при их длительном движении в пространстве, подобный тому, какой имеет место в пролётных клистронах.

Лампы бегущей волны благодаря широкой полосе усиливаемых частот и низкому уровню шумов, а лампы обратной волны благодаря широкому диапазону электронной настройки нашли весьма широкое применение в радиотехнической аппаратуре диапазонов дециметровых, сантиметровых и миллиметровых волн.

Для эффективного взаимодействия электронного потока с полем бегущей волны необходимо, чтобы скорость электронов была примерно равна фазовой скорости бегущей волны. Если же, например, фазовая скорость волны значительно больше, чем постоянная скорость электронов, то каждый из электронов при длительном движении будет многократно подвергаться попеременному воздействию ускоряющих и тормозящих полей обгоняющей его волны. В результате суммарный обмен энергией между волной и электронным потоком будет пренебрежимо мал. Если же постоянная скорость электронов значительно больше фазовой скорости волны, то электроны, обгоняя бегущую волну, будут многократно проходить через области ускоряющего и замедляющего поля волны, поэтому и в этом случае энергетическое взаимодействие будет также пренебрежимо мало. Только в случае, когда постоянная скорость электронов примерно равна фазовой скорости бегущей волны, каждый из электронов, подвергаясь длительное время воздействию одного и того же поля, будет отдавать ему энергию или отбирать её.

В обычной двухпроводной или коаксиальной линии фазовая скорость распространения волн близка к скорости света. При практически используемых напряжениях невозможно получить столь большие скорости электронов. Для осуществления непрерывного взаимодействия электронного потока при технически осуществимых скоростях электронов необходимо иметь систему, в которой фазовая скорость распространения электромагнитных волн значительно меньше скорости света. Устройства, в которых фазовая скорость v_{ϕ} распространяющихся электромагнитных колебаний значительно меньше скорости света c , называются замедляющими системами. Замедляющие системы, применяемые

в лбв, должны иметь определённую степень замедления $m = \frac{c}{v_{\phi}}$,

обладать достаточно широкой полосой пропускаемых частот и, наконец, бегущая волна в замедляющей системе должна иметь такой характер, чтобы создавать достаточно интенсивную продольную составляющую электрического поля, изменяющую скорость движения электронов.

§ 17.2. Устройство и принцип действия лампы бегущей волны с продольным магнитным полем

Устройство лампы бегущей волны с замедляющей системой в виде спирали и волноводным входом и выходом изображено на рис. 17.1. Электронная пушка, состоящая из катода K , управляющего электрода $У$, первого анода A_1 и второго анода A_2 , создаёт

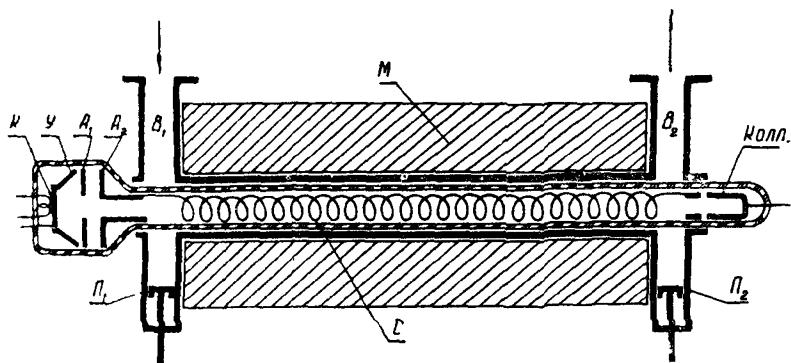


Рис. 17.1

сфокусированный электронный поток, который проходит вдоль оси замедляющей системы, изготовленной в виде спирали C . На управляющий электрод подаётся отрицательное или положительное относительно катода напряжение в несколько единиц или десятков вольт, на первый анод — положительное напряжение в несколько десятков или сотен вольт, а на второй анод — положительное напряжение порядка сотен или тысяч вольт в зависимости от типа лампы. Второй анод и спираль соединены между собой, поэтому скорость движения электронного потока вдоль замедляющей системы определяется напряжением второго анода. Регулировкой напряжений на управляющем электроде и первом аноде изменяют ток луча и осуществляют его фокусировку. Для того чтобы предотвратить расхождение электронного пучка при движении вдоль спирали, применяется осевое магнитное поле, создаваемое соленоидом M большой длины, в который помещается лампа. Электронный поток, пройдя вдоль спирали, поступает на коллектор $Колл.$ Коллектор в одних типах ламп соединён с замедляющей системой и имеет потенциал второго анода, в других типах ламп не соединяется с замедляющей системой и для улучшения прохождения луча имеет потенциал несколько больший, чем потенциал второго анода. Электромагнитные колебания, подаваемые на вход волновода B_1 , распространяются вдоль спирали. При взаимодействии движущегося вдоль спирали электронного потока с электромагнитной волной, распространяющейся в том же направлении, происходит

увеличение амплитуды волны. Усиленные колебания в конце спирали через волновод B_2 подаются в нагрузку. Для того чтобы электромагнитная волна, идущая вдоль волновода B_1 , не отражалась от входа в спираль, а поступала в спираль, служит согласующий волноводно-спиральный переход, настраиваемый поршнем P_1 . Этой же цели на выходе спирали служит второй такой переход, настраивая который поршнем P_2 добиваются, чтобы электромагнитная волна без заметных отражений от конца спирали поступала в выходной волновод B_2 . Электронная пушка, спираль и коллектор обычно помещаются внутри стеклянного баллона лампы, а волноводные переходы и магнитная фокусирующая система объединяются в арматуру, в которую вставляется лампа.

Если считать, что электроны луча входят в замедляющую систему со скоростью, соответствующей напряжению, лежащим в пределах от 250 до 3000 в, и что фазовая скорость волны равна скорости электронов, то замедляющая система должна уменьшать скорость бегущей волны по сравнению со скоростью света от 10 до 35 раз. Конструктивно наиболее простой и часто применяемой замедляющей системой является спираль. Физически процесс замедления бегущей волны в спирали можно представить следующим образом. Электромагнитная волна распространяется вдоль проволоки спирали, обегая виток за витком со скоростью, близкой к скорости света, однако фазовая скорость перемещения волны вдоль оси спирали будет во столько раз меньше, во сколько раз длина одного витка больше шага спирали. Отсюда коэффициент замедления спирали равен

$$m = \frac{c}{v_\phi} \approx \frac{h}{2\pi r},$$

где h и r — соответственно шаг и радиус витка спирали.

Примерное распределение электрических силовых линий поля бегущей волны показано на рис. 17.2а. Так как электронный луч перемещается вдоль оси спирали, то для рассмотрения процессов в лбв нас главным образом интересует поле на оси. Поле на оси спирали и вблизи неё будет иметь в основном только осевую составляющую, так как радиальная и касательная составляющие из условия симметрии на оси спирали будут равны нулю. Поэтому на электронный поток будет действовать только осевая составляющая поля бегущей волны. Изменение осевой составляющей поля e_z вдоль оси спирали изображено на рис. 17.2б, причём поле, ускоряющее электронный поток, считается положительным, а замедляющее — отрицательным. Периодическое изменение поля вдоль оси в данный момент времени не обязательно имеет синусоидальный характер, как это изображено на рисунке. Отличие от синусоидального изменения свидетельствует о наличии пространственных гармоник. Однако при дальнейшем рассмотрении будем

для упрощения предполагать распределение электрического поля вдоль оси чисто синусоидальным. С течением времени это электрическое поле будет перемещаться, т. е. представлять собой бегущую волну. Бегущая волна напряжённости поля, кото-

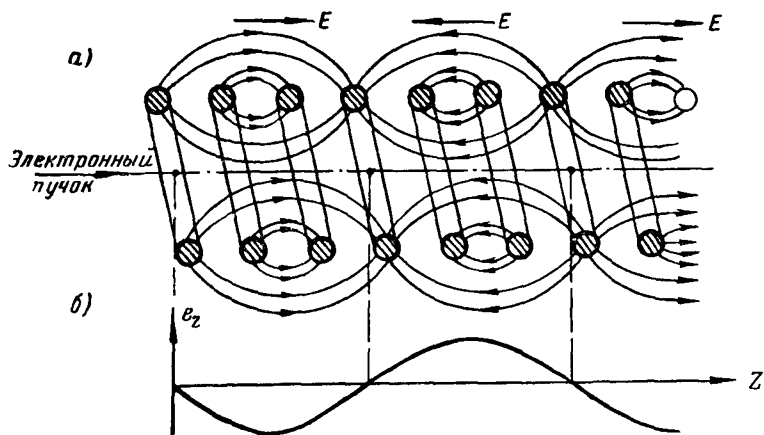


Рис. 17.2

рую предполагаем перемещающейся вдоль положительного направления оси z с фазовой скоростью v_ϕ , будет в комплексной форме представляться выражением

$$e_z = E e^{i\left(\omega t - \frac{\omega z}{v_\phi}\right)}.$$

Рассмотрим теперь процесс взаимодействия электронного потока с осевой составляющей поля бегущей волны. Для того чтобы электронный поток отдавал часть своей кинетической энергии полю бегущей волны и увеличивал её амплитуду, необходимо, чтобы большее число электронов замедлялось бегущей волной, чем ускорялось. Это возможно лишь тогда, когда в области тормозящего поля находится большее число электронов, чем в области ускоряющего. Следовательно, для эффективной передачи энергии от электронного потока полю бегущей волны нужно, чтобы происходило группирование первоначально однородного электронного потока таким образом, чтобы группы электронов находились в области тормозящего поля, а разрежения — в области ускоряющего поля. В зависимости от соотношения постоянной скорости электронов v_0 и фазовой скорости волны v_ϕ можно различать три случая: скорость электронов v_0 равна фазовой скорости волны v_ϕ , скорость электронов v_0 несколько меньше фазовой скорости волны v_ϕ , и, наконец, скорость электронов v_0 несколько больше фазовой ско-

рости волны v_ϕ . Каждый из этих случаев будет отличаться характером взаимодействия поля бегущей волны с потоком электронов.

Если бы электрическое поле волны не изменяло движения электронов, то при $v_0 = v_\phi$ в месте нахождения каждого из электронов электрическое поле было бы неизменным, так как электроны и волна двигались бы с одинаковой скоростью. Удобно поэтому рассматривать процесс в движущейся вместе с волной системе координат, в которой бегущая волна напряжённости поля неподвижна, а движение электронов совершается относительно волны. В этой системе по оси ординат будем откладывать текущее время t , а по оси абсцисс z' — расстояние вдоль волны, тогда координата z' будет показывать положение электронов относительно волны в различные моменты времени. В зависимости от соотношения скоростей электронов и волны электронный поток будет отставать от волны или опережать её. На рис. 17.3 в системе координат, движущейся вместе с волной, пунктирными линиями изображено движение электронов в том случае, если бы на них не воздействовало поле волны.

В действительности же поле волны будет изменять движение электронов. В области положительных значений поля электроны будут ускоряться, обгоняя волну, а в области отрицательных значений — тормозиться, отставая от волны. В случае $v_0 = v_\phi$, как это показано на рис. 17.3а сплошными линиями, электроны под воздействием поля волны будут смещаться в область нулевого поля, где оно изменяется из ускоряющего на тормозящее. Таким образом, первоначально однородный электронный поток под воздействием поля бегущей волны превращается в пульсирующий поток, т. е. происходит группирование электронов. Однако при равенстве скоростей электронов и фазовой скорости волны, несмотря на группирование электронов, не происходит передачи энергии от электронного потока электромагнитному полю, так как энергия, отдаваемая полю замедленными электронами, равна энергии, отбираемой от поля ускоренными электронами, и группа электронов, как это видно из рис. 17.3а, образуется в области нулевого поля.

В случае, когда скорость электронов v_0 меньше скорости волны v_ϕ , электронный поток будет отставать от волны (рис. 17.3б). Под воздействием положительного поля электроны ускоряются, уменьшая своё отставание от волны, и находятся в области положительного поля более длительное время, чем замедленные электроны в области тормозящего поля. Наоборот, замедленные тормозящим полем электроны увеличивают своё отставание от волны и в значительной части переходят в область положительного поля, где начинают ускоряться. В результате отставания электронов от волны вследствие различия постоянной скорости электронов и волны электроны группируются

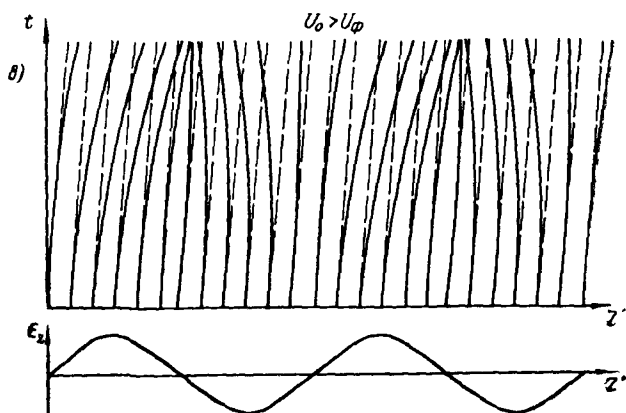
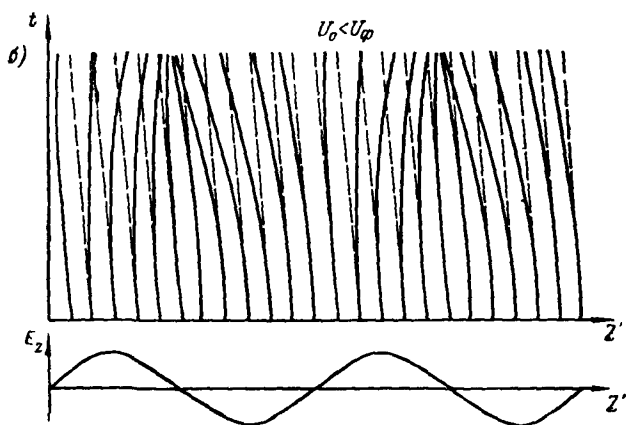
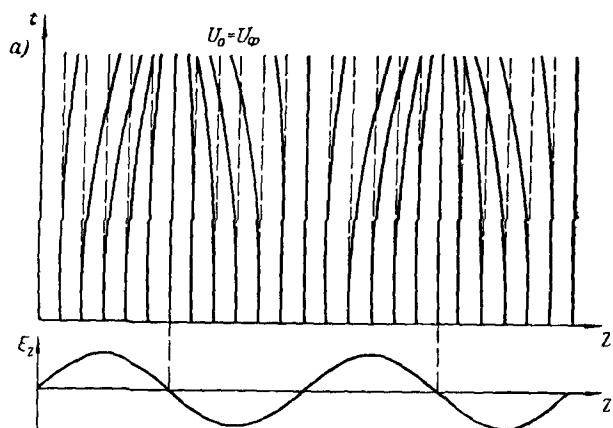


Рис 17.3

в области положительного поля, и при этом большее число электронов ускоряется, чем замедляется. Следовательно, в этом случае электронный поток отбирает энергию от поля, и бегущая волна по мере движения вдоль замедляющей системы затухает.

Наконец, в случае, когда скорость электронов v_0 больше фазовой скорости волны v_ϕ , электроны из-за различия скоростей будут иметь тенденцию обгонять волну (рис. 17.3в). Однако под действием волны электроны в области положительного поля движутся более быстро и перемещаются в область тормозящего поля, где их движение замедляется, а электроны в области отрицательного поля, тормозясь, замедляют своё движение и находятся длительное время под воздействием тормозящего поля. При движении волны большее число электронов входит в замедляющее поле, чем выходит из него, поэтому в области тормозящего поля происходит концентрация электронов, а в области ускоряющего поля — разрежение их. В этом случае большее число электронов, замедляясь, отдаёт энергию полю, чем отбирает от него. Вследствие передачи энергии от электронного потока полю бегущей волны её амплитуда будет возрастать по мере распространения вдоль замедляющей системы, создавая усиление сигнала, подводимого ко входу лампы. Элементарная теория лбв, рассматривающая случай малых сигналов, показывает, что амплитуда бегущей волны, когда скорость электронов при входе в замедляющую систему больше фазовой скорости волны, будет возрастать по экспоненциальному закону

$$E = E_0 e^{\Gamma z},$$

где Γ — положительная величина, называемая постоянной распространения, E_0 — амплитуда поля, возбуждаемая от внешнего источника в начале замедляющей системы.

Для усиления колебаний в лбв используются режимы, при которых скорость электронного потока несколько больше фазовой скорости волны.

Приведённое выше качественное объяснение принципа действия лбв подтверждается при точном анализе процессов, который даётся нелинейной теорией лбв с учётом дополнительных факторов. На рис. 17.4 в системе координат, движущейся вместе с волной, изображены графики движения 12 электронов, поступающих в замедляющую систему через одинаковые промежутки времени в течение одного периода, для отношения $\frac{v_0}{v_\phi} = 1,26$.

Графики движения построены по результатам численных расчётов на электронной счётной машине по уравнениям нелинейной теории лбв. Пунктиром на этом рисунке изображены графики движения электронов, поступающих в лампу в предшествующий и следующий периоды. По оси абсцисс отложено смещение

электронов относительно бегущей волны в угловой мере $\frac{\omega}{v_{\phi}} z$, а по оси ординат величина, пропорциональная углу пролёта электронов вдоль замедляющей системы $\Phi = C \omega \frac{z}{v_0}$ (параметр $C=0,1$). Тонкие вертикальные прямые обозначают границы между ускоряющим и замедляющим полями. Внизу на рисунке изображена волна напряжённости поля. Сгущение графиков движения электронов указывает на увеличение плотности объёмного заряда луча и образование электронной группы. Из рис. 17.4

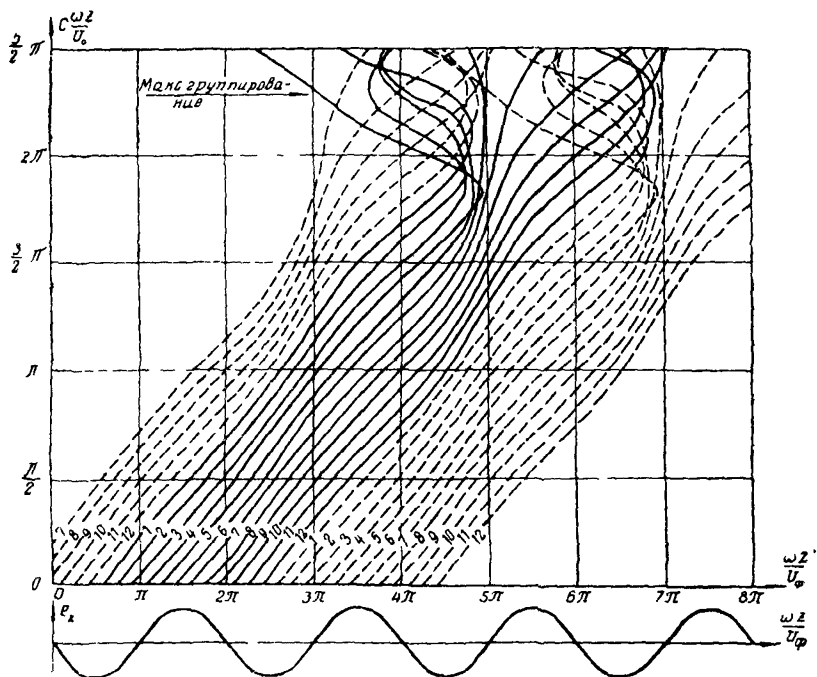


Рис. 17.4

видно, что первоначально у входа замедляющей системы ($\Phi=0$) электроны равномерно распределены в области ускоряющего и замедляющего полей. Вследствие воздействия высокочастотного поля ускоренные электроны в большей мере перемещаются в область тормозящего поля, чем замедленные электроны в область ускоряющего поля. В области тормозящего поля создаётся центр сгущения электронов, и большее число электронов отдаёт энергию полю, чем отбирает от него. С увеличением угла Φ сгущение электронов увеличивается, а само сгущение, отставая

от волны, приближается к области ускоряющего поля. Резкое изменение линий движения при больших Φ указывает на увеличение амплитуды поля бегущей волны. В точке, где центр сгустка проходит через значение нулевого поля бегущей волны, отдаваемая электронным потоком мощность и амплитуда волны будут максимальны (на рис. 17.4 это соответствует отмеченной стрелкой точке $\Phi=7,2$). Затем сгусток электронов по инерции входит в область положительного поля, где, ускоряясь, отбирает энергию от поля, вследствие чего отдаваемая электронным потоком мощность и амплитуда бегущей волны уменьшаются.

Таким образом, принцип действия лампы бегущей волны заключается в том, что бегущая волна напряжённости электрического поля, распространяющаяся вдоль замедляющей системы со скоростью, немного меньшей, чем скорость электронов, вызывает группирование электронов, усиливающееся по длине лампы. Сгруппированный электронный поток, в свою очередь, увеличивает амплитуду бегущей волны, отдавая ей часть своей кинетической энергии. Несмотря на продолжительное взаимодействие электронного потока с высокочастотным полем, коэффициент полезного действия лампы невелик (порядка $10 \div 20\%$). Это объясняется тем, что, теряя часть своей кинетической энергии, электронный поток замедляется и постепенно выходит из взаимодействия с бегущей волной.

Как показывает теория, в замедляющей системе наряду с нарастающей волной, распространяющейся в прямом направлении, будут существовать ещё три волны: две из них распространяются без усиления в направлении движения электронного потока, а одна — в обратном направлении. Волна, распространяющаяся в обратном направлении, существует даже при идеально согласованном переходе от замедляющей системы к линии передачи на выходе лампы. Однако при недостаточном согласовании амплитуда этой волны будет увеличиваться. Существование волны, распространяющейся в направлении, противоположном движению электронного потока при большом усилении, может привести к самовозбуждению лампы или к увеличению усиления на одних частотах и уменьшению на других, что ухудшает широкополосность лампы. Поэтому для устранения самовозбуждения и увеличения широкополосности в замедляющую систему вводят затухание, которое уменьшает амплитуду волны, распространяющейся в обратном направлении. Введение затухания в виде сосредоточенного поглотителя или в виде поглощающего покрытия замедляющей системы, естественно, будет уменьшать амплитуду нарастающей волны, а следовательно, и коэффициент усиления. Однако введение затухания позволяет использовать лбв при больших токах луча, вследствие чего потери из-за затухания с избытком компенсируются увеличением усиления.

§ 17.3. Конструкции и характеристики ламп бегущей волны с продольным магнитным полем

Лампы бегущей волны в конструктивном отношении представляют собой длинный стеклянный или металлический баллон, внутри которого находятся основные её элементы — электронная пушка, замедляющая система, коллектор и частично или полностью переходы от замедляющей системы к линии передачи. Магнитная фокусирующая система составляет внешнюю часть прибора.

Электронные пушки лбв, за исключением некоторых специальных типов ламп, имеющих низкий уровень шумов, не отличаются по своей конструкции от электронных пушек других приборов, использующих длинный электронный луч.

Существует несколько способов фокусировки длинного электронного луча, проходящего вдоль замедляющей системы. Наиболее часто применяется фокусировка луча при помощи однородного магнитного поля, создаваемого соленоидом. Однако недостатком этого способа фокусировки являются большие размеры и вес фокусирующей системы, необходимость дополнительной затраты мощности на питание соленоидов, а в некоторых случаях и необходимость воздушного или водяного охлаждения их. Иногда применяются постоянные магниты, создающие однородное поле для фокусировки луча, однако размеры и вес их также велики.

Для уменьшения размеров и веса фокусирующих систем были предложены способы фокусировки длинных электронных пучков с помощью периодических магнитных полей вдоль оси луча. Периодические постоянные магниты весят много меньше, чем соленоид или постоянные магниты, создающие однородное поле.

Постоянные магниты в виде колец из высококоэрцитивной магнитной керамики (ферроксдюра) намагничены в осевом направлении и обращены друг к другу одноимёнными полюсами, как изображено на рис. 17.5. Между ними находятся прокладки с большой магнитной проницаемостью. В результате на оси лампы создаётся периодическое изменение магнитного поля, которое показано на нижней части рисунка. Это периодическое магнитное поле действует на электронный луч как последовательность коротких фокусирующих магнитных линз, поэтому электронный луч, проходя вдоль такой системы, периодически изменяет свой диаметр около некоторого среднего значения. Лбв с таким периодическим постоянным магнитом имеет примерно в 10 раз меньший вес и значительно меньшие габариты.

Дальнейшее уменьшение размеров и веса фокусирующих систем даёт использование электростатических методов фокусировки электронного луча, однако на этом пути встречается ряд трудностей, связанных с использованием одних и тех же эле-

ментов в качестве замедляющих и фокусирующих систем. Эффективными методами фокусировки являются использование многозаходных спиралей и метод центробежной электростатической фокусировки¹⁾.

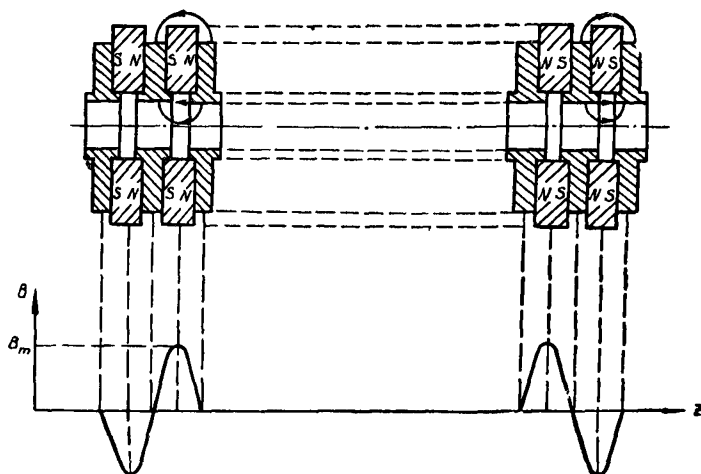


Рис 17.5

В качестве замедляющей системы лбв наиболее широкое применение нашли спирали. Они обладают большой полосой пропускаемых частот и просты в конструкции. Для жёсткости спираль помещается между кварцевыми или керамическими стержнями, как это показано на рис. 17.6, или непосредственно

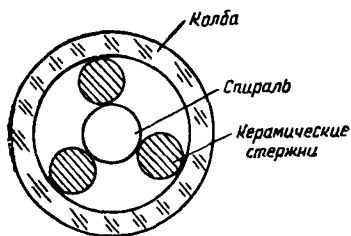


Рис. 17.6

в стеклянной трубке, являющейся вакуумным баллоном лампы. Спираль как замедляющая система может работать при относительно небольших выходных мощностях. В мощных лбв используются замедляющие системы в виде периодически нагруженных волноводов, представляющих собой широкополосные фильтры сверхвысоких частот

Эти системы могут рассеивать большое количество тепла, если металл охлаждается, и из-за больших размеров и их жёсткости могут изготавливаться посекционно. На рис. 17.7 изображено два типа замедляющих систем. Их можно рассматривать как линей-

¹⁾ З. С. Чернов. Системы с центробежно-электростатической фокусировкой электронного потока, «Радиотехника и электроника», 1956, т. 1, № 11

ную цепочку связанных электромагнитных резонаторов. Связь между резонаторами в системе, изображённой на рис. 17.7а, осуществляется при помощи петель, а в замедляющей системе, показанной на рис. 17.7б — через щели. В центре торцовых дисков резонаторов сделаны отверстия для пропускания электронного потока. В таких замедляющих системах электронный поток

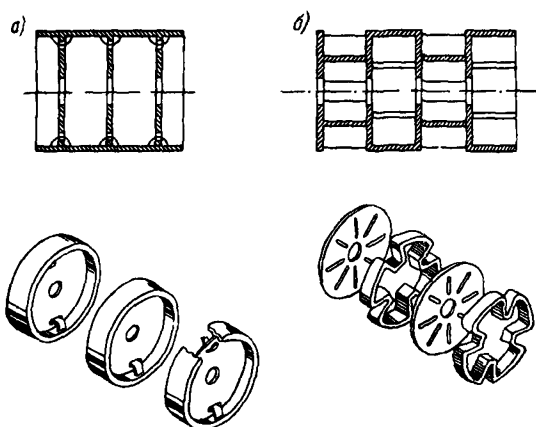


Рис. 17.7

взаимодействует с осевым электрическим полем, создаваемым между торцовыми дисками резонаторов. В отличие от спирали замедляющие системы в виде цепочки резонаторов обладают сравнительно узкой полосой пропускания, которая имеет порядка 20%.

Для лбв миллиметрового диапазона волн требуется замедляющая система весьма малых, но точно выдержанных размеров. Наряду со спиралями в лбв миллиметрового диапазона применяются системы в виде П-образного волновода с поперечными щелями в широкой стенке (рис. 17.8). Ленточный электронный поток проходит частично над щелями снаружи волновода, а частично между щелями и П-образным выступом внутри волновода, взаимодействуя с полем щелей.

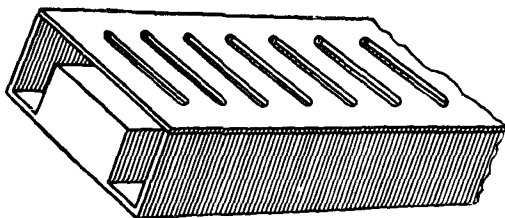


Рис. 17.8

Следует отметить, что широкая полоса усиливаемых частот определяется полосой пропускания замедляющей системы и переходов от линии передачи на входе к замедляющей системе и от замедляющей системы к линии передачи на выходе.

При плохом согласовании замедляющей системы лбв с внешними цепями и достаточно большом усилении лампа способна возбуждаться. Возбуждение может существовать не только на частоте сигнала, но и на других частотах, находящихся в полосе пропускания замедляющей системы. Для устранения возбуждения в замедляющую систему вводится дополнительное затухание. Это затухание частично уменьшает усиление полезного сигнала, распространяющегося в прямом направлении, но зато существенно снижает более слабый отражённый сигнал. Практически подобное ослабление осуществляется путём покрытия некоторых частей опоры, поддерживающей спираль, плохо проводящей плёнкой. Вносимое ею сопротивление может быть распределено по всей длине или сосредоточено в виде небольших секций. В некоторых лампах роль сосредоточенного поглотителя играет отрезок замедляющей линии с большим затуханием.

Для устранения возбуждения лбв предложен также другой способ, основанный на свойстве одностороннего ослабления электромагнитных волн, присущем ферритам — керамическим ферромагнитным материалам. Феррит в виде спирали окружает замедляющую спираль извне баллона лбв (рис. 17.9). Осевое магнитное поле, фокусирующее электронный луч, одновременно

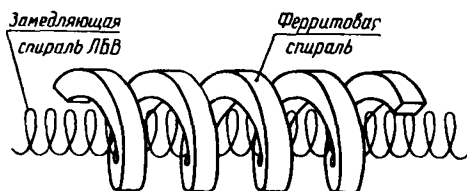


Рис. 17.9

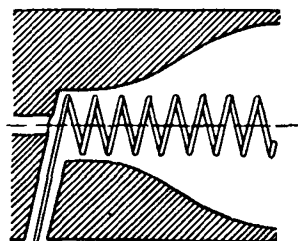


Рис. 17.10

намагничивает феррит, который создаёт большое затухание для волн, распространяющихся в направлении, обратном движению электронного потока. На волну, распространяющуюся в прямом направлении, феррит практически не влияет из-за выбора направления внешнего магнитного поля. Введение ферритов позволяет полнее использовать усилительные возможности лбв, однако несколько уменьшает полосу усиливаемых частот.

Коллекторы маломощных ламп бегущей волны представляют собой полые цилиндры, находящиеся внутри баллона лампы и охлаждаемые путём лучеиспускания, как это показано на рис. 17.10. В лбв стеклянной конструкции с выходной мощностью в несколько ватт и более применяются металлические коллекторы, привариваемые к концу стеклянного баллона и охлаждаемые путём принудительного обдува. В лбв металлической конструкции, предназначенных на большие мощности, применяется водяное охлаждение коллектора и корпуса лампы.

Важным элементом конструкции лбв являются переходные устройства от линии передачи на входе лампы к замедляющей системе и от замедляющей системы к линии передачи на выходе. Сложность создания переходных устройств заключается

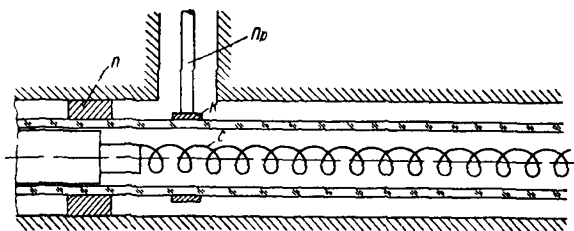


Рис 17.11

в том, что их полоса пропускания должна быть не меньше рабочей полосы частот замедляющей системы, что в случае замедляющей системы в виде спирали вследствие её большой полосы частот представляет большие трудности. Переходные устройства лбв можно разделить на две группы: переходы от коаксиальной линии к спирали (коаксиально-спиральный переход) и переход от волновода к спирали (волноводно-спиральный переход).

В коаксиально-спиральных переходах внешняя оболочка коаксиальной линии соединяется с экраном, окружающим лампу, а внутренний проводник коаксиальной линии соединяется со спиралью через трансформирующее устройство, согласующее волновое сопротивление линий с входным сопротивлением спирали. На рис. 17.10 показан коаксиально-спиральный переход в виде согласующей секции с сужающимся внешним экраном спирали. На рис. 17.11 изображён переход от коаксиальной линии к спирали с ёмкостной связью. Центральный проводник по

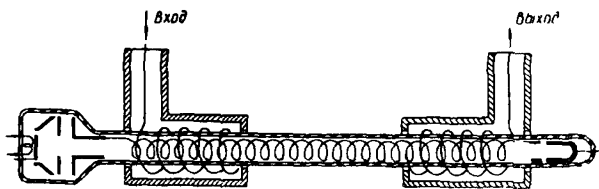


Рис. 17.12

коаксиальной линии присоединяется к кольцу K , между кольцом и спиралью C существует ёмкостная связь. Согласование в широком диапазоне частот обеспечивается выбором положения закорачивающего поршня Π относительно спирали и кольца и размерами кольца. Широкую полосу имеет переход типа «связанных» спиралей, представленный на рис. 17.12. Внутренний

проводник коаксиальной линии заканчивается спиралью, имеющей направление намотки, обратное направлению намотки замедляющей спирали лбв.

Волноводно-спиральный переход, изображённый на рис. 17.13, выполнен при помощи неоднородной ленточной спирали с изменяющейся шириной ленты и шагом намотки. Ленточная спираль, играющая роль антенны в волновode, переходит в однородную спираль лбв.

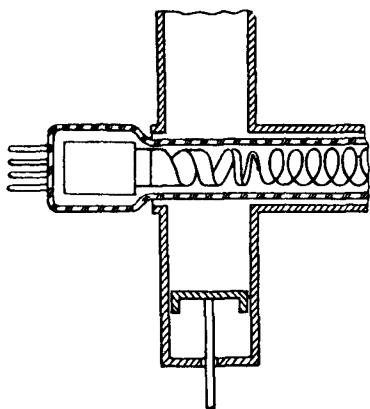


Рис. 17.13

Для согласования волновода со спиралью используется короткозамыкающий поршень. Обычно размеры по узкой стороне поперечного сечения волновода в волноводно-спиральном переходе меньше соответствующего размера стандартного волновода, поэтому для перехода к волноводу стандартных размеров используются конические секции.

Основными параметрами лбв являются рабочий диапазон частот, коэффициент усиления, коэффициент затухания, коэффициент шума и максимальная выходная мощность.

Коэффициент усиления лбв определяется как отношение выходной мощности лампы $P_{вых}$ к подводимой мощности $P_{вх}$ в логарифмических единицах:

$$G = 10 \lg \frac{P_{вых}}{P_{вх}}, \text{ дб.}$$

В теории лбв показывает, что коэффициент усиления

$$G = 47,3 C N - L, \text{ дб,}$$

где

$$C = \left(\frac{I_0 \rho}{4 U_0} \right)^{1/3}$$

— величина, называемая параметром усиления, а N —число длин волн вдоль спирали.

Параметр усиления определяется током луча I_0 , ускоряющим напряжением на спирали относительно катода U_0 и величиной волнового сопротивления спирали ρ .

Коэффициент затухания L равен отношению выходной мощности лампы $P_{вых}$ к мощности на входе $P_{вх}$ в логарифмических единицах в отсутствие электронного потока

$$L = 10 \lg \frac{P_{вых}}{P_{вх}} \Big|_{I_0=0}$$

шумов и коэффициента усиления лампы бегущей волны типа УВ-5 от напряжения первого анода при различных напряжениях на управляющем электроде. Из графика следует, что существует оптимальный режим, при котором коэффициент шумов минимален. Лбв среди других усилителей свч обладают наинизшим уровнем шумов. Лбв с низким уровнем шума имеют коэффициент шума в $8 \div 12$ дБ и коэффициент усиления $20 \div 30$ дБ. Имеются лампы с уровнем шумов в 6 дБ.

Лампы бегущей волны малой и средней мощности применяются для усиления сигналов в промежуточных ступенях приёмников, в выходных ступенях радиорелейных станций и для предварительного усиления в мощных генераторах свч. Уровень шумов этих лбв не имеет значения, для них существенными параметрами являются коэффициент усиления и выходная мощность. Лбв малой мощности имеют коэффициент усиления порядка $20 \div 35$ дБ и выходную мощность от десятков милливатт до одного ватта. Лбв средней мощности обладают усилением до $30 \div 40$ дБ и выходной мощностью от одного до нескольких десятков ватт.

Усиление лампы бегущей волны максимально при малых сигналах и уменьшается с увеличением подводимой мощности

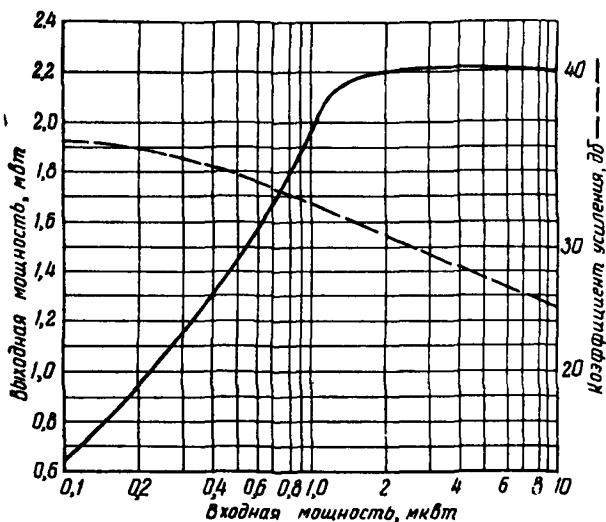


Рис 17.15

Выходная мощность возрастает с увеличением подводимой мощности и достигает максимума при определённом значении $P_{вх}$, когда наступает оптимальное группирование электронного потока. На рис. 17.15 представлена зависимость выходной мощ-

ности и коэффициента усиления от мощности, подводимой ко входу лампы для лбв типа УВ-7.

Рабочая полоса частот составляет величину от нескольких десятков процентов до ста и более процентов относительно средней частоты диапазона. Коэффициент полезного действия лбв невысок и для маломощных лбв не превышает нескольких процентов.

В табл. 17.1 в качестве примера приведены технические данные отечественных лбв диапазона частот $3400 \div 4400$ Мгц. Эти лампы имеют волноводный ввод и вывод энергии. Для фокусировки луча применяется осевое магнитное поле напряжённостью $700 \div 800$ эрстед, создаваемое соленоидом, питаемый постоянным током.

Таблица 17.1

Тип лбв	$U_{упр}$ в	U_{a1} в	U_{a2} в	I_{a2} ма	$U_{колл}$ в	$I_{колл}$ ма	G дб	F дб	L дб	$P_{вых}$ вт	Назначение
УВ-5	6	100	430	0,003	600	0,5	18	9,03	50	—	Усиление во входных ступенях
УВ-6	—15	350	950	0,35	1300	3	30	—	50	0,05	Усиление в промежуточных ступенях
УВ-7	—25	—	1250	2	1500	27,5	26	—	50	2	Усиление в выходных ступенях

Лампы бегущей волны большой мощности применяются в выходных ступенях мощных передатчиков непрерывного и импульсного режимов. Мощные лбв, в отличие от маломощных, имеют довольно высокий кпд (от 10 до 25%) и относительно узкую полосу рабочих частот (10—20%). Разработаны лбв с выходной мощностью для непрерывного режима от нескольких сот до нескольких тысяч ватт. Выходная мощность лбв в импульсном режиме составляет при малом коэффициенте заполнения от нескольких сот киловатт до одного мегаватта.

§ 17.4. Устройство и принцип действия ламп обратной волны с продольным магнитным полем

На принципе, тождественном с принципом работы лампы бегущей волны, основано действие лампы обратной волны. Лампа обратной волны является маломощным генератором и обла-

дает весьма широким диапазоном электронной настройки. В отличие от лбв в лов электронный поток движется в направлении, обратном распространению бегущей волны.

Устройство лампы обратной волны с волноводным выходом изображено на рис. 17.16. Электронная пушка, состоящая из катода *К*, фокусирующего электрода *Ф* и анода *А*, создаёт сфокусированный электронный поток, который проходит вдоль замедляющей системы *З*. Обычно фокусирующий электрод имеет потенциал, близкий или равный потенциалу катода, на анод подаётся напряжение от нескольких десятков до нескольких сотен вольт, а на замедляющую систему — от нескольких сот до тысячи и более вольт. Электронный поток, пройдя вдоль замедляющей системы, поступает на коллектор *Колл.* Возбуждаемая в лов электромагнитная волна распространяется в направлении, противоположном движению электронного потока, от коллектора к электронной пушке. Вывод энергии осуществляется со стороны электронной пушки. Для обеспечения стабильной работы на конце замедляющей системы, ближайшем к коллектору, находится поглотитель. Для фокусировки электронного потока, идущего вдоль замедляющей системы, используется продольное магнитное поле, создаваемое соленоидом или постоянным магнитом, поэтому лов этого типа называются лампами обратной волны с продольным магнитным полем или лов типа *О*.

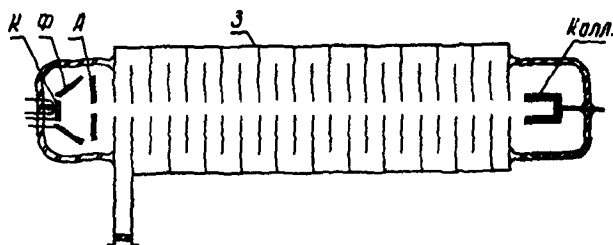


Рис. 17.16

Как было отмечено выше, работа лампы бегущей волны основана на взаимодействии волны с потоком электронов. Электроны, движущиеся в лбв со скоростью, близкой к фазовой скорости волны, можно рассматривать как находящиеся в почти постоянном поле. В этом случае поле приводит к образованию групп электронов, которые, затормаживаясь полем, отдают ему свою энергию и вызывают усиление колебаний. Подобные условия взаимодействия, однако, могут быть получены даже при движении электронов против направления движения электромагнитной волны при условии периодической встречи электронов с волной.

На рис. 17.17 изображён волновод, имеющий змеевидную форму, вдоль которого волна проходит длинный зигзагообразный путь. В стенках волновода сделаны отверстия, через которые по всей длине волновода проходит электронный луч. Электронный поток движется слева направо, тогда как волна вдоль волновода распространяется справа налево. Электромагнитная

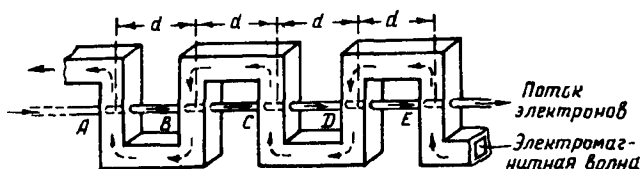


Рис. 17.17

волна при этом периодически пересекает поток электронов то сверху вниз, то снизу вверх. При определённых условиях будет происходить эффективное взаимодействие между электронным потоком и электромагнитной волной, распространяющимися в противоположных направлениях. Действительно, пусть в момент прохождения электрона через секцию волновода A в нём существовало максимальное тормозящее поле и пусть за время пролёта электрона от точки A до точки B волна вдоль волновода переместится в противоположном направлении настолько, что в секции волновода будет снова максимальное тормозящее поле. При последующем движении этот электрон будет пересекать волновод в те моменты времени, когда поле в нём будет максимально тормозящим. Следовательно, рассматриваемый электрон будет по отношению к бегущей волне двигаться в почти неизменном поле. Это будет справедливо для всех других электронов, так как они проходят через каждую из секций волновода при постоянной фазе поля в нём. Поэтому, как и в случае лампы бегущей волны, будет происходить группирование электронного потока и передача энергии от электронного потока электромагнитной волне, распространяющейся в обратном направлении.

Следует несколько более подробно остановиться на условиях и характере взаимодействия электронов с полем бегущей волны. Взаимодействие электронов с электромагнитной волной носит прерывистый характер и имеет место только в течение прохождения электронов сквозь секцию волновода.

Найдём условия, при выполнении которых электрон при прохождении через секции волновода находится под воздействием поля одной и той же фазы, т. е. поля одного и того же направления и величины. Пусть фазовая скорость распространения волны вдоль оси электронного потока против направления его движения равна v_ϕ . Фазовая скорость v_ϕ меньше фазовой

скорости волны в волноводе на коэффициент, равный отношению расстояния вдоль оси электронного потока к общей длине волновода. На рис. 17.18 показано перемещение волны с течением времени. По оси абсцисс (z) отложено расстояние вдоль направ-

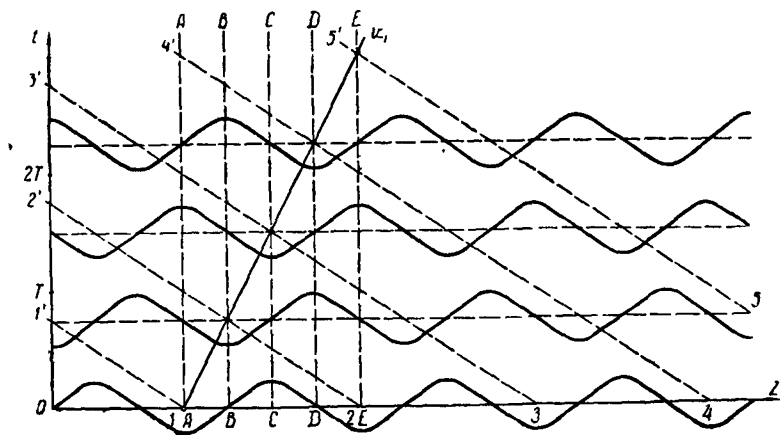


Рис. 17.18

ления движения электронного потока, а по оси ординат — время t .

На оси z буквами A, B, C, D, \dots отмечено положение середин соответствующих секций волновода, изображённого на рис. 17.17. Линии движения минимумов, т. е. максимального тормозящего поля волны, бегущей в обратном электронному потоку направлении, изображаются пунктирами $1-1'$, $2-2'$, $3-3'$ и т. д. На рис. 17.18 сплошной линией $1-v_{-1}$ изображена зависимость расстояния от времени, когда следующие друг за другом минимумы волны, обозначенные цифрами 2, 3, ..., проходят через середины последовательно расположенных секций волновода B, C, D, \dots . Тогда электрон, движущийся со скоростью, определяемой линией $1-v_{-1}$, встречает волну в секциях волновода при одной и той же фазе. Взаимодействие электрона с волной, бегущей в обратном направлении, на отдельных участках A, B, C, \dots происходит так же, как и взаимодействие с волной, бегущей в прямом направлении и имеющей скорость, определяемую углом наклона линии $1-v_{-1}$.

Поле в волноводе с периодической структурой можно представить как сумму волн, распространяющихся с соответствующими скоростями. Такие волны называются пространственными гармониками. Волны, скорость которых имеет то же направление, что и распространение энергии, называются прямыми про-

пространственными гармониками, а волны, распространяющиеся в обратном направлении, называются отрицательными, или обратными пространственными гармониками. В рассматриваемом примере электроны взаимодействуют с первой обратной гармоникой.

Вычислим скорость первой обратной гармоники, определяемой на рис. 17.18 углом наклона линии $1 - v_{-1}$. Шаг конструкции замедляющей системы по оси электронного потока равен удвоенному расстоянию между секциями. Время перемещения волны на расстояние, равное длине волны вдоль оси электронного потока минус шаг конструкции $2d$, равно

$$\frac{\lambda - 2d}{v_{\phi}} = t.$$

За это же время электрон со скоростью v_0 , равной скорости первой обратной гармоники v_{-1} , должен переместиться на расстояние $2d$, т. е.

$$t = \frac{2d}{v_0} = \frac{2d}{v_{-1}}.$$

Отсюда скорость электронов v_0 , равная скорости первой обратной гармоники v_{-1} , равна

$$v_0 = v_{-1} = \frac{2d}{\frac{\lambda - 2d}{v_{\phi}}} = \frac{1}{\frac{1}{2fd} - \frac{1}{v_{\phi}}}, \quad (17.1)$$

где f — частота колебаний, а $\lambda = \frac{v_{\phi}}{f}$.

Таким образом, чтобы электрон при прохождении через каждую секцию волновода находился под воздействием поля одинаковой фазы, необходимо, чтобы время его перемещения на расстояние шага конструкции $2d$ было равно периоду колебаний минус время распространения волны на то же расстояние. Если скорость электронов несколько больше, чем определяемая соотношением (17.1), то все электроны будут, как и в лампе бегущей волны, двигаться в поле примерно постоянной фазы. Вследствие группирования и передачи энергии от электронного потока волне будет происходить увеличение её амплитуды при распространении её от коллектора в направлении катода.

В лампе обратной волны усиленные колебания распространяются в направлении, противоположном движению электронного потока, поэтому при достаточно большом токе луча создаются условия для самовозбуждения колебаний. Процесс возникновения колебаний можно пояснить следующим образом. Если вблизи коллекторного конца замедляющей системы за счёт тепловых шумов или переходных процессов при включении возни-

кает волна, бегущая в направлении к катоду, то эта волна вызовет группирование электронного потока, который будет усиливать амплитуду распространяющейся волны и в свою очередь возбуждать у коллекторного конца замедляющей системы волну, бегущую в обратном направлении. В лампе обратной волны за счёт обратной связи, создаваемой электронным потоком, возникнут установившиеся колебания, амплитуда которых равна нулю у коллекторного конца и максимальна у начала замедляющей системы. Через элемент связи в начале замедляющей системы генерируемые лов колебания поступают по линии передачи к потребителю.

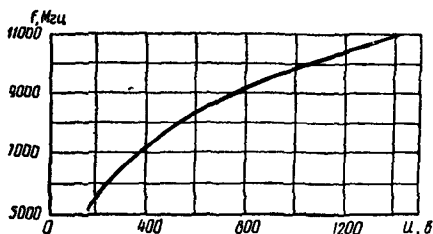


Рис. 17.19

Частота генерируемых колебаний не зависит от резонансных свойств волновода как замедляющей системы, а определяется из условия (17.1) прохождения электронов через секцию волновода при одной и той же фазе поля. Это условие устанавливает определённое соотношение между скоростью электронного потока, геометрией замедляющей системы, фазовой скоростью волны в ней и частотой. При изменении скорости электронов вследствие изменения потенциала замедляющей системы относительно катода происходит изменение частоты распространяющейся волны таким образом, что для нового значения частоты выполняется условие постоянства фазы. Таким образом, лов является генератором, изменяющим частоту колебаний в зависимости от напряжения на замедляющей системе. Диапазон такой электронной настройки лов очень велик. На рис. 17.19 для

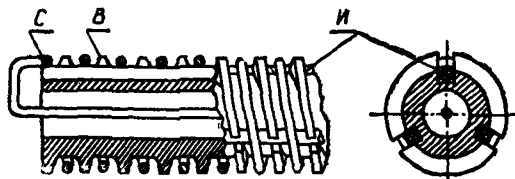


Рис. 17.20

примера изображена зависимость частоты генерируемых колебаний одного из типов лов от напряжения на замедляющей системе.

В качестве замедляющих систем лов применяются одиночные и двойные спирали и замедляющие системы штыревого и пластинчатого типов. На рис. 17.20 изображена замедляющая

система лов в виде спирали C , намотанной на винт B и изолированной от винта керамическими стержнями $И$. При использовании этой системы применяется полый цилиндрический электронный пучок, проходящий вблизи спирали. На рис. 17.21 пока-

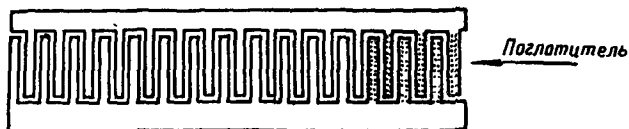


Рис. 17.21

зана замедляющая система в виде встречных штырей, которая представляет две гребёнки, вставленные друг в друга. Электромагнитная волна распространяется вдоль щели между штырями, как по змеевидному волноводу. В лов с системами в виде встречных штырей используется ленточный электронный поток, идущий над замедляющей системой вдоль неё.

Для нормальной работы лов требуется хорошее согласование коллекторного конца замедляющей системы, которое осуществляется введением поглотителя на коллекторном конце её, и хорошее согласование замедляющей системы с линией передачи к нагрузке. При плохом согласовании происходит отражение волны от концов замедляющей системы и наблюдается резкое изменение мощности при изменении длины волны колебаний. На рис. 17.22 изображено изменение выходной мощности от длины волны генерируемых колебаний при хорошем и плохом согласовании. Увеличение мощности при определённых длинах волн в случае плохого согласования объясняется резонансными явлениями в линии, которые увеличивают эффективность взаимодействия обратной волны с электрическим полем.

Рассмотренные в этом параграфе лов с продольным магнитным полем находят применение в радиотехнической аппаратуре в качестве маломощных генераторов, гетеродинов приёмников и т. д. Коэффициент полезного действия этого типа лов невелик и составляет лишь несколько процентов.

В табл. 17.2 приведены технические данные некоторых зарубежных ламп обратной волны с продольным магнитным полем.

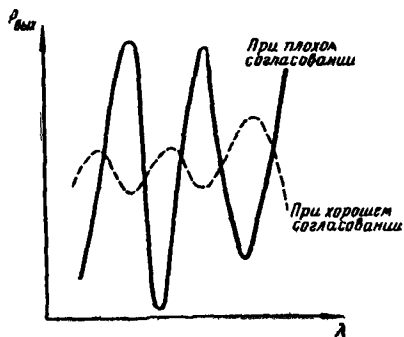


Рис. 17.22

Таблица 17.2

Диапазон частот МГц	Выходная мощность вт	Ток коллектора ма	Напряжение анода в	Напряжение замедляющей системы в	Максимальный ток на замедляющую систему ма	Мощность, рассеиваемая замедляющей системой вт
1000—2000	200—1500	30—60	50—200	180—1000	70	70
2400—4800	50—500	25—50	50—250	180—1200	50	60
4800—9600	20—200	10—30	50—250	170—1400	35	42
17000—11 000	30—150	20—25	100—300	350—1450	25	37

§ 17.5. Лампы бегущей волны и лампы обратной волны с поперечным магнитным полем

Лампами бегущей волны и лампами обратной волны с поперечным магнитным полем (лбвм и ловм) называются лбв и лов, в которых электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль замедляющей системы, взаимодействует с электронным потоком, движущимся нормально к статическим взаимно-перпендикулярным электрическому и магнитному полям.

Усилительная лбв с поперечным магнитным полем, называемая также магнетронным усилителем или лбв типа М, схематически изображена на рис. 17.23. Электронный прожектор

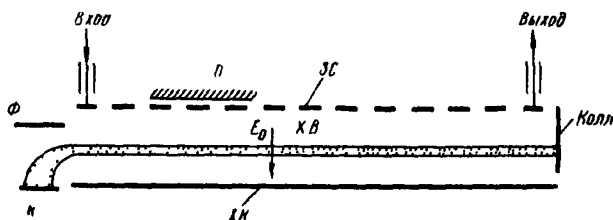


Рис 17 23

состоит из катода K и фокусирующего электрода Φ , к которому приложено положительное относительно катода напряжение. Пространство, в котором происходит взаимодействие электронов с полем замедленной электромагнитной волны, образовано замедляющей системой $ЗС$ и расположенным параллельно ей электродом $ХК$, называемым «холодным катодом». Вход замедляющей системы находится вблизи электронного прожектора, а выход — у коллектора $Колл$. Для развязки входа и выхода лбвм в замедляющую систему введена поглощающая вставка $П$. К замедляющей системе приложено положительное относитель-

но катода постоянное напряжение U_0 , называемое анодным напряжением.

Холодный катод имеет отрицательный относительно катода K потенциал U_1 . Между холодным катодом и замедляющей системой существует статическое электрическое поле E_0 , нормальное к поверхности этих электродов. Постоянное магнитное поле B

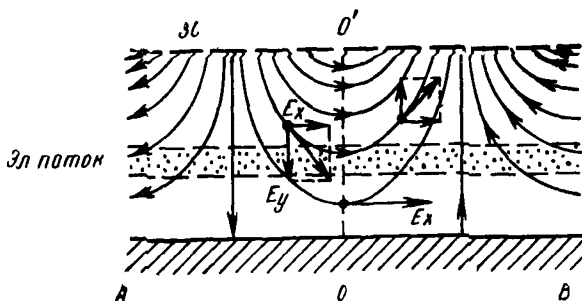


Рис. 17.24

направлено перпендикулярно электрическому полю и продольной оси лампы, т. е. перпендикулярно плоскости чертежа. Электронный прожектор при действии магнитного поля создаёт ленточный электронный поток, входящий в пространство взаимодействия параллельно замедляющей системе вдоль эквипотенциальной поверхности.

При отсутствии высокочастотных полей электронный поток будет перемещаться вдоль замедляющей системы со скоростью (гл. 4):

$$v_{0x} = \frac{E_0}{B}.$$

Процесс усиления в лбвм основан на взаимодействии электронного потока с замедленной волной. Высокочастотное поле замедляющей системы в области электронного потока, показанное на рис. 17.24, в отличие от лбв с продольным магнитным полем имеет и продольную E_x и поперечную E_y составляющие. Если скорость движения электронного потока v_{0x} вдоль замедляющей системы под действием постоянного электрического поля равна фазовой скорости замедленной электромагнитной волны, то под воздействием поперечной составляющей высокочастотного поля скорость электронов увеличивается в области AO , где E_y и E_0 совпадают по направлению и уменьшается в области OB , где E_y и E_0 направлены противоположно. Следовательно, под воздействием поперечной составляющей поля бегущей волны происходит группирование электронов около плоскости OO' , где продольная составляющая высокочастотного поля имеет максимальную интенсивность. Группы электронов, находясь длительное время под воздействием продольной состав-

ляющей высокочастотного поля, отдают энергию полю бегущей волны и перемещаются в поперечном направлении в область более высокого постоянного потенциала. В лбвм, как и в много-резонаторном магнетроне, за счёт торможения электронов продольной составляющей поля бегущей волны изменяется их потенциальная энергия в постоянном поле. Электроны, уменьшая свою потенциальную энергию, постепенно приближаются к замедляющей системе. Электроны, не осевшие на замедляющую систему, попадают на коллектор, расположенный в конце пространства взаимодействия.

Благодаря тому что потенциальная энергия электронов преобразуется в энергию высокой частоты при неизменной скорости движения их вдоль замедляющей системы, т. е. без нарушения синхронизма между бегущей волной и электронным потоком, в лбвм возможно получить высокий кпд. Электронный кпд может быть представлен в виде

$$\eta_e = 1 - K \frac{U_e}{U_0} = 1 - \frac{K}{4} \left(\frac{B_{кр}}{B} \right)^2,$$

где $B_{кр}$ — критическое значение магнитного поля, U_0 — напряжение между катодом и замедляющей системой и U_e — напряжение, соответствующее скорости движения электронов вдоль замедляющей системы.

Экспериментально найдено, что K близко к 5. Кпд зависит от напряжения на холодном катode U_1 . На рис. 17.25 показано изменение кпд лбвм в зависимости от U_1 при различных U_0 .

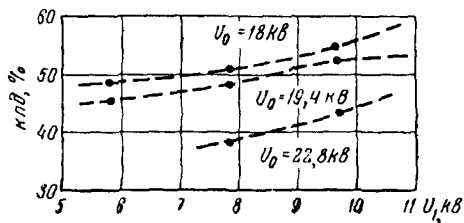


Рис. 17.25

изменение кпд лбвм в зависимости от U_1 при различных U_0 .

Для уменьшения геометрических размеров лбвм и области, в которой необходимо создать магнитное поле, замедляющая структура свёртывается в незамкнутое

кольцо, как это изображено на рис. 17.26. Лампа бегущей волны с поперечным магнитным полем может иметь выходную мощность в несколько мегаватт при кпд 40—50%, ширине полосы 15% и усилении около 15 дБ. Недостатком лбвм является высокий уровень шумов.

Устройство генераторной лампы обратной волны с поперечным магнитным полем, изображённое схематически на рис. 17.27, сходно с устройством лбвм. Отличие ловм от лбвм заключается в том, что лампа имеет только выход замедляющей системы, расположенный около электронного прожектора, а поглощающая вставка, служащая для согласования замедляющей системы, расположена около коллектора. Процесс взаимодействия электронного потока с полем замедленной обратной волны ана-

логичен соответствующему процессу в лбвм с той разницей, что направление движения электронного потока противоположно движению замедленной волны.

Когда ток луча превышает критическое значение, в ловм возникают колебания. Частота колебаний определяется, как и в лов

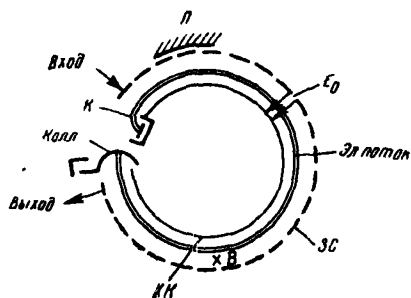


Рис. 17.26

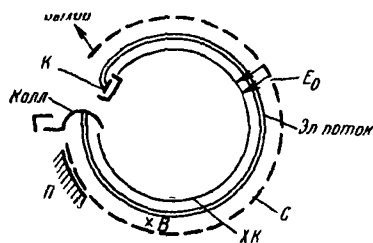


Рис. 17.27

с продольным магнитным полем, зависимостью фазовой скорости обратной волны от частоты и скоростью электронов вдоль замедляющей системы и почти не зависит от внешней нагрузки. Частота генерируемых колебаний линейно изменяется с изменением анодного напряжения, так как скорость перемещения электронов вдоль замедляющей системы пропорциональна анодному напряжению U_0 . Диапазон электронной настройки достигает одной октавы. Коэффициент полезного действия ловм порядка 50%, а генерируемая мощность в диапазоне 10 см составляет несколько сот ватт.

На рис. 17.28 приведены зависимости частоты и выходной мощности ловм от анодного напряжения U_0 . Затыгивание частоты при ксвн у нагрузки, равном 3,5, в десятисантиметровом диапазоне менее 2,5 МГц.

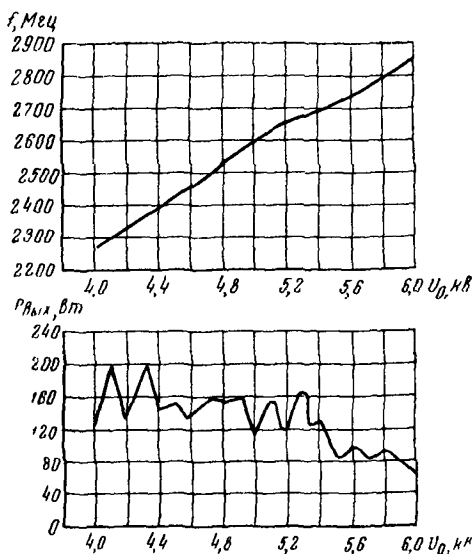


Рис. 17.28

Одним из видоизменений ловм является генераторная лов, называемая карматроном. Схема конструкции карматрона изображена на рис. 17.29. В отличие от ловм карматрон имеет сплош-

ной цилиндрический катод K , что позволяет получить большие ток эмиссии и выходную мощность. В карматроне применяется замкнутая в кольцо замедляющая система «встречные штыри»; с одной стороны замедляющей системы находится по-

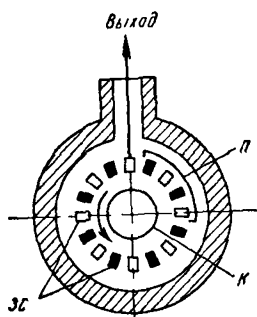


Рис. 17.29

глошающая вставка Π . Достоинством карматрона является также простота конструкции из-за отсутствия сложного электронного прожектора, «холодного катода» и коллектора. В карматроне электронный поток, вращающийся в направлении, обратном движению волны в замедляющей системе, образует, как в магнетроне, «электронные спицы», которые взаимодействуют с электромагнитным полем. Диапазон электронной настройки карматрона уже, чем у лбвм, из-за нарушения синхронизма между вращающимся электронным облаком и полем электромагнитной волны после полного оборота при больших отклонениях частоты. Экспериментальные образцы карматронов на частоту в 3000 Мгц имели высокий кпд и диапазон электронной настройки 25—30 %.

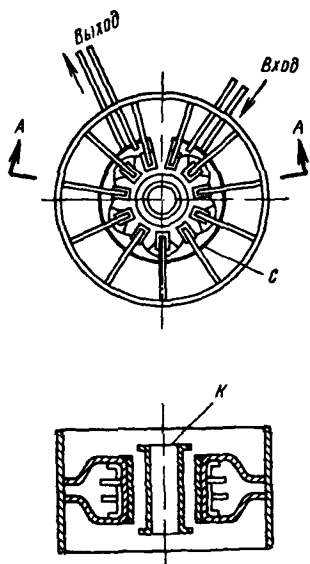


Рис. 17.30

Другим видоизменением усилительной лов типа М является платинотрон, изображённый на рис. 17.30. Платинотрон имеет цилиндрический катод, подобно магнетрону, и кольцевую незамкнутую замедляющую систему лопаточного типа с двойными кольцевыми связками C , имеющими разрыв. К концам кольцевых связок присоединяются входное и выходное устройства. Между катодом и замедляющей системой приложено постоянное напряжение, а параллельно оси катода — магнитное поле. При отсутствии входного сигнала в платинотроне, подобного магнетрону, возбуждаются колебания. При подведении достаточно мощного сигнала ко входу платинотрона происходит принудительная синхронизация и усиление колебаний, если направление вращения электронного потока противоположно направлению движе-

ния потока мощности в замедляющей системе. Если же направление вращения электронного потока посредством изменения направления магнитного поля изменить на обратное, входной

сигнал не усиливается и не ослабляется. В полосе частот в 10% при малых уровнях входной мощности усиление по мощности достигает 20 дБ, уменьшаясь при больших мощностях до 10 дБ.

На рис. 17.31 изображена зависимость выходной мощности в импульсе от входной импульсной мощности платинотрона при различных подводимых мощностях. Платинотрон имеет большие импульсные и средние мощности и кпд от 50 до 70%. В дециметровом диапазоне частот выходная мощность в импульсе достигает 2 мвт.

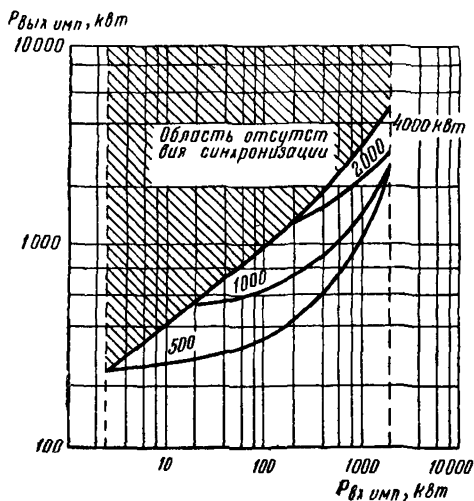


Рис. 17.31

Платинотроны, используемые в качестве мощных широкополосных усилителей, называются амплитронами. Платинотрон можно использовать как стабилизированный генератор путём добавления обратной связи с выхода на вход через стабилизирующий резонатор высокой добротности. Такие приборы названы стабилотронами. Стабильность частоты стабилотрона в 5—100 раз выше стабильности частоты магнетрона. Платинотроны являются перспективным типом генераторов для радиолокационных станций.

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ ТРУБКИ

§ 18.1. Основные сведения об устройстве электронно-лучевых трубок

Электронно-лучевые трубки — это приборы, предназначенные для преобразования электрического сигнала в световое изображение с помощью тонкого электронного луча, направляемого на специальный экран, покрытый составом, способным светиться при бомбардировке его электронами.

На рис. 18.1 показано устройство электронно-лучевой трубки с электростатической фокусировкой и электростатическим отклонением луча. В трубке имеется оксидный подогревный катод K , вывод которого обычно присоединён к одному из концов нити подогревателя. Эмитирующую поверхность катода делают

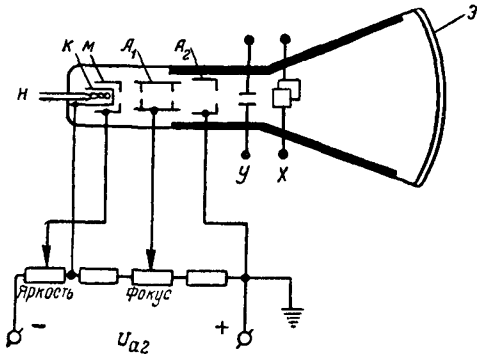


Рис. 18.1

больших размеров и радиально симметричной формы, так как это способствует получению более узких электронных пучков. Для этой цели оксидный слой наносят на наружной стороне донышка никелевого цилиндрика, внутри которого помещается подогреватель.

Катод помещён внутри цилиндра M , который называется управляющим электродом, или модулятором, так как при помощи его управляют яркостью пятна на экране; на управляющий электрод задаётся небольшой отрицательный потенциал. Затем располагается первый анод A_1 в виде цилиндрического электрода с двумя или тремя диафрагмами и второй анод A_2 также цилиндрической формы. Ко второму аноду подводится положительное напряжение U_{a2} от 1000 до 5000 в; на первый анод подаётся также положительное напряжение, но в несколько раз меньшее, чем U_{a2} .

Неоднородное электрическое поле, создающееся в пространстве между электродами, действует на электронный пучок как собирательная электростатическая линза. Электроны пучка, двигаясь в фокусирующем поле, искривляют свои траектории и сходятся в одной точке, лежащей на оси трубки на значительном удалении от анодов. При совмещении этой точки с плоскостью экрана Э, что достигается обычно подбором напряжения U_{a1} при неизменном U_{a2} , на экране получается очень маленькое, резко очерченное светящееся пятнышко. Фокусирующая система электронно-лучевой трубки называется *электронным прожектором* или *электронной пушкой*. В электронных прожекторах для фокусировки луча часто применяют также магнитные линзы (§ 18.2).

Для отклонения электронного пучка, прошедшего сквозь анод, недалеко от анода располагают перпендикулярно друг другу две пары отклоняющих пластин x и y (рис. 18.1). Если подвести к одной из этих пар пластин некоторую постоянную разность потенциалов, то электронный пучок отклонится в сторону положительной пластины и соответственно переместится светящееся пятнышко на экране. Если подвести к пластинам переменное напряжение, то пучок будет непрерывно колебаться между пластинами, а пятнышко непрерывно перемещаться на экране, прочерчивая светящуюся линию. Наличие двух пар взаимно-перпендикулярных пластин обеспечивает возможность смещения пятна в любую точку экрана.

Отклонение электронного луча в трубке может выполняться также с помощью магнитного поля, для чего исследуемый ток пропускается через катушки, расположенные снаружи трубки так, чтобы пучок проходил в поперечном магнитном поле этих катушек.

Электронно-лучевая трубка обладает высокой скоростью записи, так как никаких движущихся частей, кроме электронного луча, в трубке нет, а электронный луч может перемещаться в пространстве с большой скоростью. Вследствие этого электронно-лучевые трубки можно применять для исследования процессов, протекающих очень быстро, что и обусловило широкое применение электронно-лучевых трубок в радиотехнике, телевидении, радиолокации, измерительной технике и т. д.

§ 18.2. Фокусирующие системы электронно-лучевых трубок

Системы электростатической фокусировки

Устройство системы фокусировки электронного пучка при помощи электростатического поля было показано в предыдущем параграфе. Картина электрического поля в диаметральной сечении электродов этой системы, полученная с помощью электрической ванны, представлена на рис. 18.2. Из этого рисунка

видно, что между управляющим электродом и первым анодом и между первым и вторым анодами создаются электрические поля сложной формы. Эти поля действуют как электронно-оптические системы, состоящие из двух линз — собирающей и рассеивающей — с общим преобладанием собирающего действия. Траектории электронов в каждой из указанных систем на первом

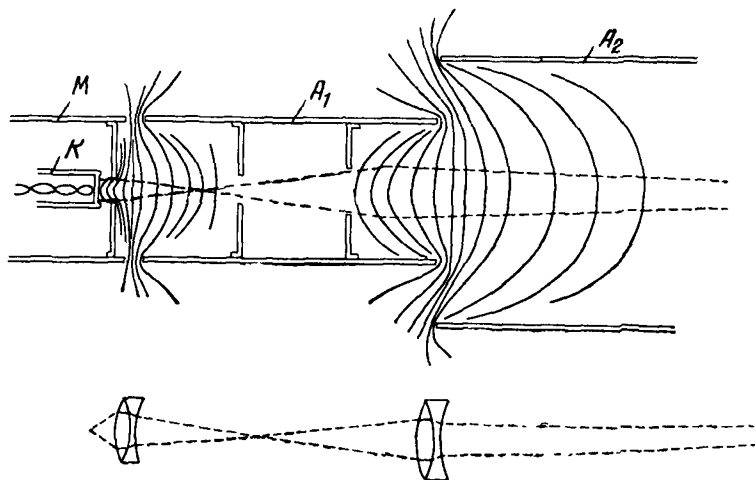


Рис. 18.2

участке, где эквипотенциальные линии обращены к катоду своей выпуклостью, преломляются к оси, т. е. собираются в более узкий пучок; на втором же участке, где эквипотенциальные линии обращены к катоду своей вогнутостью, наклон траекторий электронов к оси становится меньше. В нижней части рис. 18.2 показана оптическая аналогия рассматриваемым электронно-оптическим системам. Преобладание собирающего действия над рассеивающим в этих системах физически может быть объяснено следующими причинами. Во-первых, благодаря специальной форме электродов (левый электрод с узкой диафрагмой, правый — с широкой) искривление эквипотенциалей электрического поля на первом собирательном участке больше, чем на рассеивающем. Во-вторых, электроны, двигаясь ускоренно, проходят рассеивающий участок поля с большей скоростью, чем собирательный участок, и поэтому на рассеивающем участке их траектории искривляются меньше.

Таким образом, каждую из этих систем следует рассматривать как сложную собирательную электростатическую линзу с фокусным расстоянием, зависящим от соотношения напряжений на составляющих эту линзу электродах.

Первая линза, находящаяся между управляющим электродом и первым анодом, является короткофокусной. Под действием

этой линзы траектории электронов образуют сходящийся пучок. В области скрещения электронных траекторий, находящейся на оси трубки внутри первого анода электронный луч имеет минимальный диаметр, значительно меньший диаметра катода. Вторая линза, находящаяся между первым и вторым анодами и имеющая гораздо большее фокусное расстояние, чем первая линза, проектирует область скрещения на экран электронно-лучевой трубки, где образуется резкое «изображение» этой области в виде яркого небольшого по размерам пятна.

Оптимальное фокусирующее напряжение первого анода обычно составляет $\frac{1}{4} \div \frac{1}{8}$ от величины напряжения второго анода, причём для данной трубки отношение напряжений U_{a1} и U_{a2} , обеспечивающих оптимальную фокусировку, не зависит от величины этих напряжений, что является следствием теоремы подобия электрических полей.

Границы светящегося пятна на экране, строго говоря, неопределённые, так как яркость B по мере удаления от центра пятна спадает постепенно. Обычно границей пятна считают контур, на котором яркость настолько отличается от яркости в центре пятна, что два пятна, центры которых находятся на расстоянии одного «диаметра» d , можно различить друг от друга (рис. 18.3).

Размер пятна на экране в значительной степени определяется качеством фокусирующей системы. Для обеспечения малого размера пятна и правильной его формы фокусирующая система должна быть симметричной и тщательно отцентрированной.

В системах электростатической фокусировки размеры пятна на экране возрастают из-за относительно большой кривизны эквипотенциальных поверхностей фокусирующего поля, определяемой диаметром фокусирующих электродов. Электроны, находящиеся на границе пучка, испытывают из-за этого большее преломление, чем центральные, и пятно становится размытым. Рассмотренное явление носит название сферической аберрации. В целях уменьшения размера сфокусированного пятна внутри первого анода, а также на выходе второго анода ставят диафрагмы с небольшими отверстиями, срезающие краевые лучи пучка.

Качество фокусировки снижается также из-за термоэлектронной эмиссии с управляющего электрода, имеющего относительно высокую температуру, так как он находится вблизи от раскалённого катода. Для борьбы с этим явлением снижают температуру

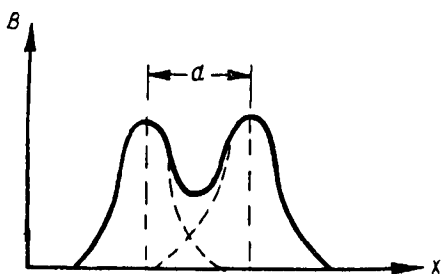


Рис. 18.3

управляющего электрода с помощью радиаторов; иногда для повышения работы выхода электронов управляющий электрод покрывают тонким слоем золота или платины.

Качество фокусировки электронного луча ухудшают также вторичные электроны, выбиваемые из первого анода. Ускоряясь полем второго анода, эти электроны попадают на экран и, будучи слабо сфокусированы, создают размытость пятна.

Размеры пятна, получающегося на экране, зависят не только от фокусирующего действия электронного прожектора, но и от взаимодействия электронов в пучке. Как одноимённые электрические заряды, электроны отталкиваются друг от друга, что вызывает расфокусировку пучка. При увеличении плотности тока в электронном пучке расталкивающие силы увеличиваются и фокусировка ухудшается; увеличение скорости электронов, достигаемое повышением анодного напряжения, действует обратно и уменьшает рассеяние пучка. Поэтому для лучшей фокусировки выгоднее работать при меньшей плотности тока в пучке (регулируется напряжением управляющего электрода) и при повышенном напряжении второго анода; большое U_{a2} уменьшает рассеяние пучка и частично компенсирует ослабление яркости пятна на экране, вызываемое уменьшением плотности тока. В хороших трубках при высоком анодном напряжении и небольшой яркости удаётся получить светлое пятно диаметром 0,2 мм.

Все электроды электронно-лучевой трубки обычно питают от одного общего источника через делитель напряжения; фокусировку регулируют чаще всего изменением напряжения на первом аноде, воздействуя, таким образом, на обе линзы одновременно (рис. 18.1).

Яркость пятна на экране меняется путём изменения отрицательного напряжения на управляющем электроде, так как при изменении этого напряжения меняется количество электронов, проходящих от катода к экрану. Изменение тока катода в трубке под воздействием напряжения на управляющем электроде происходит вследствие того, что:

- изменяется напряжённость электрического поля и плотность пространственного заряда у катода подобно тому, как это имеет место в электронной лампе при изменении напряжения управляющей сетки,

- изменяется площадь поверхности катода, вблизи которой создаётся ускоряющее поле, и вследствие этого изменяется величина используемой эмитирующей поверхности катода. Это явление аналогично островковому эффекту в лампах с сетками и приводит к тому, что ток, снимаемый с катода, распределяется по поверхности весьма неравномерно: нагрузка катода в центре оказывается значительно выше, чем по краям. Измерения показывают, что плотность тока в центре катода может превосходить среднюю величину плотности тока, снимаемого с катода, в 3—4 раза.

На рис. 18.4 дана зависимость тока второго анода и силы света пятна от напряжения управляющего электрода, показывающая, что при увеличении отрицательного напряжения управляющего электрода ток второго анода и сила света пятна уменьшаются.

Запирающее напряжение управляющего электрода $U_{зап}$, т. е. такое напряжение, при котором пятно на экране исчезает, зависит от конструкции электродов прожектора. Экспериментальные исследования, выполненные на специальных трубках с подвижными электродами, показали, что связь величины запирающего напряжения с геометрическими размерами электронного прожектора в узких пределах изменения величин, используемых на практике, может быть выражена следующей приближённой зависимостью:

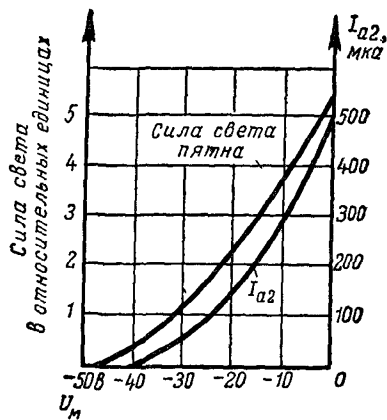


Рис. 18.4

$$U_{зап} = A \frac{d_m^3}{h_m I_{км} I_{ма}}. \quad (18.1)$$

Здесь d_m — диаметр отверстия в управляющем электроде,
 h_m — толщина доньшка управляющего электрода,
 $I_{км}$ — расстояние катод—управляющий электрод,
 $I_{ма}$ — расстояние управляющий электрод—1-й анод,
 A — коэффициент пропорциональности.

Из ф-лы (18.1) видно, что наиболее существенное влияние на величину запирающего напряжения оказывает диаметр отверстия в управляющем электроде d_m . Для уменьшения величины запирающего напряжения диаметр отверстия d_m выбирают порядка $0,7 \div 1,0$ мм; при меньшем отверстии сильно уменьшается ток пучка.

Экспериментальные исследования показывают, что запирающее напряжение управляющего электрода $U_{зап}$ линейно зависит от величины напряжений первого и второго анодов. Поскольку в режиме оптимальной фокусировки соотношение между U_{a1} и U_{a2} для данной трубки является постоянным, то величину запирающего напряжения можно выразить через U_{a2}

$$U_{зап} = - \frac{U_{a2}}{\mu_{a2}}. \quad (18.2)$$

Величина μ_{a2} современных трубок с электростатической фокусировкой лежит в пределах $40 \div 50$ и в рабочем диапазоне напряжений слабо зависит от режима.

Следует иметь в виду, что при изменении яркости с помощью напряжения управляющего электрода будет изменяться конфигурация поля первой линзы и, следовательно, фокусировка пучка; для восстановления фокусировки требуется дополнительная регулировка напряжения первого анода. Для уменьшения влияния

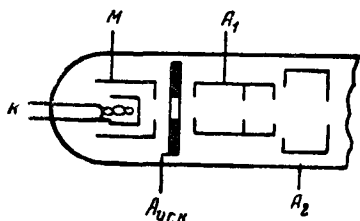


Рис. 18.5

на фокусировку напряжения управляющего электрода в некоторых образцах электронно-лучевых трубок между управляющим электродом и первым анодом ставят дополнительный электрод $A_{уск}$ в виде диска с небольшой диафрагмой (рис. 18.5), на который задаётся положительное напряжение и который обычно называют ускоряющим электродом. Фокусирующее действие основных линз, создающихся в

этом случае между ускоряющим электродом и первым анодом и между первым анодом и вторым анодом, практически не будет зависеть от переменного напряжения модулятора M . Однако при изменении тока луча изменяется и ток первого анода, что приводит к изменению напряжения первого анода, который, как было указано, обычно питается от делителя напряжения. Вследствие этого и в данной конструкции остаётся некоторая зависимость между регулировкой яркости и фокусировкой.

В целях более полного устранения влияния регулировки яркости на фокусировку луча разработана конструкция электронного прожектора с нулевым током первого анода. В этом прожекторе ускоряющий электрод $A_{уск}$ выполняется в виде длинного цилиндра с двумя диафрагмами, а первый анод A_1 в виде диска или короткого цилиндра с большим отверстием (рис. 18.6). На ускоряющий электрод подаётся такое же напряжение, как на второй анод. В такой конструкции электроны не попадают на первый анод, и ток первого анода равен нулю. Благодаря этому

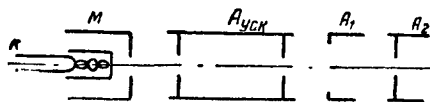


Рис. 18.6

регулировка яркости становится практически полностью независимой от регулировки фокусировки, так как здесь отсутствует изменение напряжения на первом аноде за счёт изменения

падения напряжения в делителе напряжения. Вторичная эмиссия из первого анода здесь также отсутствует, что улучшает качество фокусировки при изменении величины тока луча. Благодаря этим преимуществам электронный прожектор с нулевым током первого анода является наиболее совершенным среди системы электростатической фокусировки и находит широкое применение в современных трубках.

Система магнитной фокусировки

Кроме описанной системы фокусирования пучка при помощи электростатических линз, в электронно-лучевых трубках применяется также фокусирование магнитными линзами.

В трубках с магнитной фокусировкой система электродов, дающая электронный пучок, устраивается проще, чем в трубках с электростатической фокусировкой. Она состоит из катода K ,

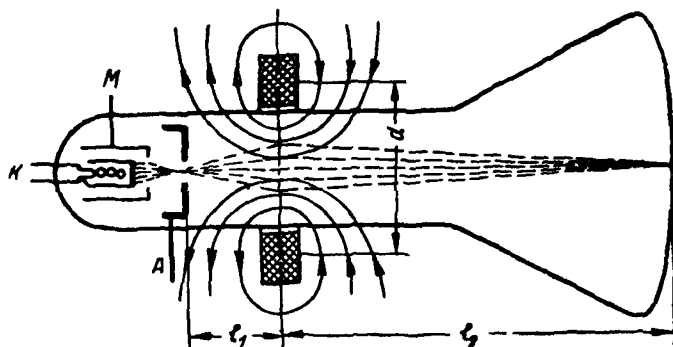


Рис. 18.7

управляющего электрода M и анода A в форме цилиндра или пластинки с диафрагмой (рис. 18.7). Более совершенным является так называемый тетродный прожектор, в котором между анодом и модулятором помещён экранирующий электрод (рис. 18.8). На этот электрод подаётся небольшое положительное напряжение порядка 250 в и он обеспечивает независимость напряжения запаривания от напряжения анода.

Между управляющим электродом и анодом (или экранирующим электродом) создаётся, как и в трубке с электростатической фокусировкой, неоднородное электрическое поле, играющее роль короткофокусной линзы, образующей сходящийся пучок, имеющий минимальный диаметр в области скрещения.

На некотором расстоянии l_1 от анода на трубку надета короткая катушка, по которой пропускается постоянный ток. Созда-

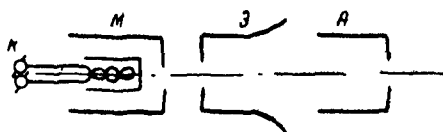


Рис. 18.8

ваемое этой катушкой неоднородное аксиально симметричное магнитное поле представляет собой электронно-оптическую систему, являющуюся собирательной линзой (§4.5). Фокусное расстояние этой линзы можно менять, изменяя величину тока, проходящего по виткам катушки. Магнитная линза проектирует на

экран трубки область скрещения пучка, где образуется «изображение» этой области в виде яркого небольшого пятна.

Необходимое для фокусировки число ампер-витков катушки можно подсчитать следующим образом.

На основании известных из оптики соотношений имеем

$$\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} = \frac{1}{F}, \quad (18.3)$$

где F — главное фокусное расстояние магнитной линзы определяется ф-лой (4.18)

$$\frac{1}{F} = \frac{e^2}{4m^2v_0^2} \int_{-\infty}^{+\infty} B_x^2 dx.$$

Тогда

$$\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} = \frac{e^2}{4m^2v_0^2} \int_{-\infty}^{+\infty} B_x^2 dx. \quad (18.4)$$

Так как напряжённость поля, создаваемого катушкой в любой точке, пропорциональна числу её ампер-витков, то можно написать, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} B_x^2 dx = (bnI)^2, \quad (18.5)$$

где nI — число ампер-витков и b — коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом формы катушки.

Вычисления этого коэффициента для катушки без сердечника, имеющей вид тонкого круглого кольца, дают

$$b = \sqrt{\frac{3\pi^3}{d}}, \quad (18.6)$$

где d — средний диаметр катушки.

Из выражений (18.4) и (18.5) можно найти число ампер-витков

$$nI = \frac{2mv_0}{be} \sqrt{\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2}}.$$

Используя ф-лу (18.6) и обозначая $(l_1 + l_2)$ — расстояние от прожектора до экрана — через l , будем иметь

$$nI = \frac{2mv_0}{e\sqrt{3\pi^3}} \sqrt{\frac{ld}{l_1 l_2}}. \quad (18.7)$$

Скорость электронов v_0 определяется напряжением на аноде и равна $v_0 \approx 6 \cdot 10^7 \sqrt{U_a}$; подставляя в ф-лу (18.7) это значение

и другие постоянные величины, получим расчётную формулу для ампер-витков фокусирующей катушки в таком виде

$$nI \approx 7 \sqrt{\frac{Id}{l_1 l_2}} U_a, \quad (18.8)$$

здесь U_a измерено в в, а I — в а.

На практике обычно применяются катушки с прямоугольным сечением, как показано на рис. 18.7; экспериментальная проверка показывает, что число ампер-витков, рассчитанное по ф-ле (18.8), для таких катушек должно быть увеличено на 10%. В современных трубках с магнитной фокусировкой требуется обычно 400 ÷ 500 ампер-витков.

Благодаря большому диаметру фокусирующей линзы магнитная система имеет меньшую сферическую aberrацию и позволяет получить меньший размер пятна и больший ток луча, чем электростатическая система. Однако система магнитной фокусировки более громоздка, имеет больший вес, потребляет большую мощность, чем электростатическая система. Поэтому она находит применение только в тех случаях, когда требуемое качество фокусировки или требуемая величина тока луча не обеспечивается системой электростатической фокусировки.

§ 18.3. Отклоняющие системы электронно-лучевых трубок

Система электростатического отклонения

Для получения на экране осциллографа неискажённых осциллограмм, точно воспроизводящих изменение исследуемого напряжения, необходимо, чтобы перемещение пятна на экране было пропорционально отклоняющему напряжению. Отношение величины перемещения пятна на экране к величине отклоняющего напряжения является важным параметром трубки и называется *чувствительностью* трубки.

В трубках с электростатическим отклонением чувствительность показывает перемещение пятна, вызываемое отклоняющим напряжением в 1 в, и измеряется в мм/в

$$h' = \frac{h}{U_{откл}}, \quad \frac{мм}{в}. \quad (18.9)$$

Подсчитаем чувствительность электронно-лучевой трубки с электростатическим управлением для наиболее простого случая плоско-параллельных управляющих пластин.

Приложим к пластинам трубки (рис. 18.9) разность потенциалов U_y . Если расстояние между пластинами равно d , то напряжённость поперечного поля, действующего на электроны, будет

$$E = \frac{U_y}{d}, \quad \frac{в}{см}.$$

В § 4.1 мы получили для подобного случая движения электрона в поперечном электрическом поле уравнение траектории электрона (4.2), которое при обозначениях рис. 18.9 имеет вид

$$y = \frac{eE}{2mv^2} z^2. \quad (18.10)$$

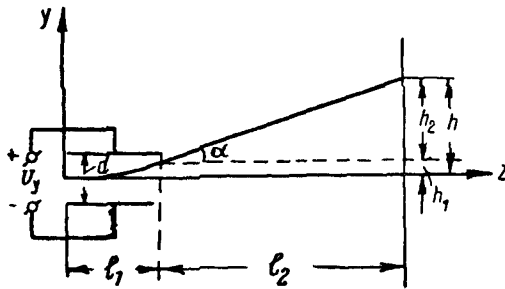


Рис. 18.9

Длину пути, проходимого электроном в поперечном поле при малых углах отклонения, можно приближённо считать равной длине пластин l_1 . Обозначив отклонение, полученное электроном на протяжении этого пути, через h_1 , напомним уравнение (18.10) в виде

$$h_1 = \frac{eU_y}{2mv^2d} l_1^2.$$

Так как скорость электронов может быть принята равной

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{a2}}.$$

где U_{a2} — напряжение второго анода (начальной скоростью вылета электронов можно пренебречь), то

$$h_1 = \frac{U_y l_1^2}{4U_{a2}d}.$$

Полное отклонение светящегося пятна на экране будет равно

$$h = h_1 + h_2;$$

из чертежа (рис. 18.9) определяем h_2

$$h_2 = l_2 \operatorname{tg} \alpha.$$

Так как

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dy}{dz} = \frac{eE}{mv^2} z,$$

то в точке выхода электронного пучка из поля пластин

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{U_y}{2U_{a2}d} l_1$$

и

$$h_2 = \frac{U_y l_1 l_2}{2U_{a2}d}.$$

Полное отклонение h получается равным

$$h = \frac{U_y l_1^2}{4U_{a2}d} + \frac{U_y l_1 l_2}{2U_{a2}d} = \frac{1}{2} \frac{U_y}{U_{a2}} \frac{l_1}{d} \left(\frac{l_1}{2} + l_2 \right).$$

Чувствительность равна

$$h' = \frac{h}{U_y} = \frac{1}{2U_{a2}} \frac{l_1}{d} \left(\frac{l_1}{2} + l_2 \right) = \frac{l_1 l}{2U_{a2} d}, \quad (18.11)$$

где через $l = \frac{l_1}{2} + l_2$ обозначено расстояние от середины пластины до экрана.

Полученные выражения показывают, что для повышения чувствительности трубки необходимо увеличивать длину пластин и расстояние от них до экрана, уменьшать расстояние между пластинами и применять меньшие напряжения на аноде трубки. Но изменение размеров пластин можно делать только в известных, сравнительно небольших пределах, так как при уменьшении d и увеличении l_1 затрудняется центрирование электронного пучка. Увеличение расстояния до экрана l_2 и уменьшение анодного напряжения U_{a2} увеличивают рассеяние электронов и ухудшают резкость пятна на экране. Поэтому значительно повысить этими способами чувствительность трубки не удаётся.

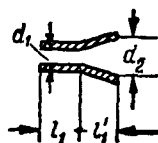


Рис. 18.10

Для повышения чувствительности трубки отклоняющие пластины обычно выполняются с отогнутыми краями (рис. 18.10). В такой конструкции расстояние между пластинами со стороны входа электронного пучка можно сделать меньше, а длину пластин больше, чем в случае плоско-параллельных пластин, не опасаясь ограничения отклонения краем пластин. Таким способом можно увеличить чувствительность в 1,5—2 раза. Величина чувствительности трубки при такой форме отклоняющих пластин вычисляется по следующей формуле:

$$h' = \frac{l_1}{2U_{a2} d_1} \left(\frac{l_1}{2} + l_1' + l_2 \right) + \frac{l_1}{2U_{a2} (d_2 - d_1)} \left[\left(\frac{l_1' d_2}{d_2 - d_1} + l_2 \right) \ln \frac{d_2}{d_1} - l_1 \right]. \quad (18.12)$$

Первый член этой формулы аналогичен выражению (18.11) и определяет отклонение луча на участке l_1 , где пластины параллельны. Второй член определяет отклонение луча на участке l_1' , где пластины расходятся.

В современных электронно-лучевых трубках с электростатическим отклонением чувствительность имеет величину от 0,2 до 0,5 мм/в.

Система магнитного отклонения

Для отклонения электронных пучков при помощи магнитного поля отклоняющие катушки располагаются попарно во взаимно-перпендикулярных направлениях друг к другу и к оси

трубки (рис. 18.11). Вертикально расположенные катушки соединяются последовательно и по ним проходит ток, создающий магнитное поле, под действием которого пучок будет перемещаться в горизонтальной плоскости.

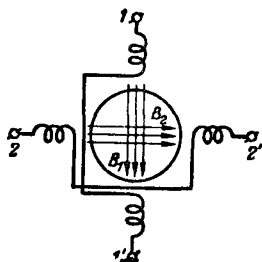


Рис. 18.11

Горизонтально расположенные катушки своим магнитным полем будут вызывать перемещение пучка по вертикали. Если катушки предназначены для низкочастотных токов, их делают со стальными сердечниками; при токах высокой частоты сердечников не применяют.

Чувствительность трубки с магнитным отклонением определяется отношением величины перемещения пятна на экране к числу ампер-витков отклоняющей системы

$$h'_m = \frac{h}{nI_{откл}}, \quad \frac{\text{мм}}{\text{а-в}}.$$

Чтобы чувствительность трубки оставалась постоянной при перемещениях пучка, необходимо иметь однородные отклоняющие магнитные поля. Для получения по возможности однородных полей полюсные наконечники сердечников или обмотки самих катушек, если они без стали, делаются специальной формы.

Выясним, от чего зависит чувствительность электронно-лучевой трубки с магнитным отклонением. Будем считать, что магнитное поле, созданное какой-либо парой катушек, однородно и имеет индукцию B . Пусть ширина этого поперечного поля, пересекаемая

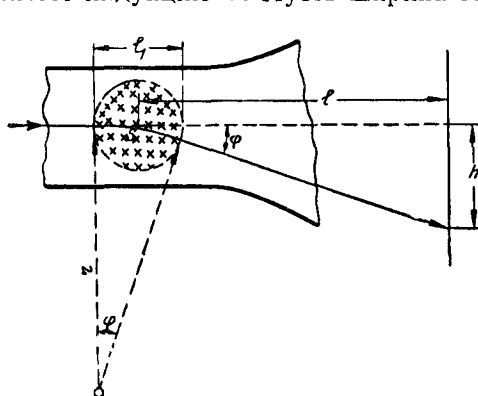


Рис. 18.12

электронным пучком, равна l_1 и расстояние от катушек до экрана равно l (рис. 18.12); направление поля на рис. 18.12 взято от зрителя перпендикулярно плоскости чертежа. Электроны пучка, входя в поперечное магнитное поле, двигаются по дуге окружности, радиус которой определяется ф-лой (4.7),

$$r = \frac{mv}{eB}.$$

Пройдя по дуге путь $l's = r\varphi \approx l_1$, пучок выходит из зоны поперечного отклоняющего поля под углом φ к оси трубки.

Отклонение пятна, получающееся на экране, равно $h = l \operatorname{tg} \varphi$ или при малых значениях угла $h \approx l \varphi$.

Из построения на рис. 18.12 видно, что угол φ равен центральному углу, опирающемуся на дугу s и, следовательно,

$$\varphi = \frac{s}{r} \approx \frac{l_1}{r} = \frac{eB}{mv} l_1.$$

Отсюда находим величину перемещения пятна на экране

$$h = \frac{e}{mv} B l_1 l,$$

или, выражая скорость v через ускоряющее напряжение на аноде U_a и подставляя вместо $\frac{e}{m}$ его значение, получим

$$h \approx 0,3 l_1 l \frac{B}{\sqrt{U_a}}.$$

Так как индукция магнитного поля пропорциональна числу ампер-витков катушек $B = \kappa n I$, то

$$h = 0,3 \kappa l_1 l \frac{n I}{\sqrt{U_a}}$$

и чувствительность трубки будет равна

$$h'_m = \frac{h}{n I} = \gamma \frac{l}{\sqrt{U_a}}, \quad \frac{\text{мм}}{\text{а-в}}. \quad (18.13)$$

Постоянная $\gamma = 0,3 \kappa l_1$, зависящая от конфигурации и размеров катушек, для данной системы катушек остаётся постоянной и может быть определена из опыта; так, например, для круглых катушек, отстоящих друг от друга на расстоянии, равном их диаметру, постоянная $\gamma = 0,12 \div 0,14 \frac{\text{а}^{1/2}}{\text{а-в}}$.

Формула (18.13) показывает, что чувствительность трубки с магнитным отклонением зависит от величины ускоряющего анодного напряжения в меньшей степени, чем чувствительность трубки с электростатическим управлением.

Частотный диапазон системы магнитного отклонения значительно ниже, чем у системы электростатического отклонения вследствие того, что индуктивное сопротивление отклоняющих катушек ωL имеет большую величину.

Искажения осциллограмм

Из ф-л (18.11) и (18.12) следует, что чувствительность электронно-лучевой трубки с электростатическим отклонением не зависит от величины отклоняющего напряжения и, следовательно, имеется возможность неискажённого воспроизведения на экране трубки исследуемых зависимостей. Однако на практике важную роль играет способ подачи напряжения на отклоняющие пластины.

Существуют два способа питания — несимметричный и симметричный. При первом способе отклоняющее напряжение подается на одну из отклоняющих пластин, а другая пластина непосредственно соединяется со вторым анодом трубки (рис. 18.13а).

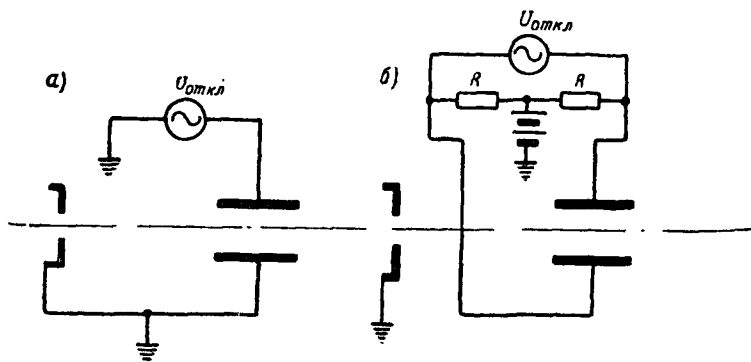


Рис. 18.13

При втором способе отклоняющие напряжения, равные по величине и обратные по знаку, подаются на обе отклоняющие пластины (рис. 18.13б).

Конфигурация поля отклоняющих пластин при несимметричном питании показана на рис. 18.14. Потенциал на оси отклоняющей системы, определяющий скорость, с которой электрон попадает в первую (ближайшую к аноду) отклоняющую систему, в данном случае отличается от U_{a2} и равен

$$U_{уск} = U_{a2} \pm \frac{U_y}{2} = U_{a2} \left(1 \pm \frac{U_y}{2U_{a2}} \right). \quad (18.14)$$

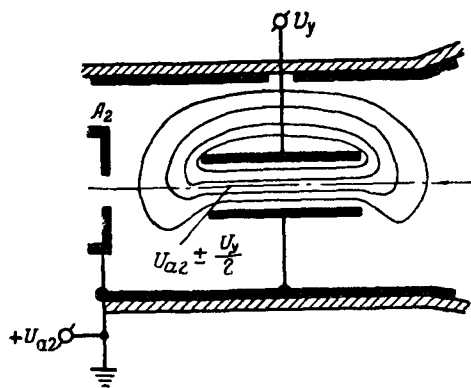


Рис 18.14

В зависимости от знака отклоняющего напряжения $U_{уск}$ может быть больше или меньше U_{a2} , что приводит к изменению чувствительности электронно-лучевой трубки. В формулу для расчёта чувствительности (18.11) вместо напряжения U_{a2} теперь следует подставить напряжение $U_{уск}$, определяемое (18.14). Тогда чувствительность электронно-лучевой трубки при несимметричном

питании отклоняющих пластин определится следующим выражением:

$$h'_u = \frac{l_1 l}{2dU_{a2} \left(1 \pm \frac{U_y}{2U_{a2}}\right)} = \frac{h'}{1 \pm \frac{U_y}{2U_{a2}}}. \quad (18.15)$$

Отсюда следует, что при увеличении положительного отклоняющего напряжения чувствительность будет падать, а при уменьшении положительного и при подаче отрицательного отклоняющего напряжения чувствительность будет расти. В результате появятся нелинейные искажения, которые тем больше, чем больше отклоняющие напряжения.

При несимметричном питании чувствительность по ближайшей к аноду паре отклоняющих пластин (Y) зависит также от величины напряжения на второй паре пластин (X). В данном случае электронный луч при выходе из первой отклоняющей системы (Y) попадает под действие электрического поля, образующегося между первой и второй отклоняющими системами. Это поле является неоднородным и может быть как ускоряющим, так и замедляющим в зависимости от величины от-

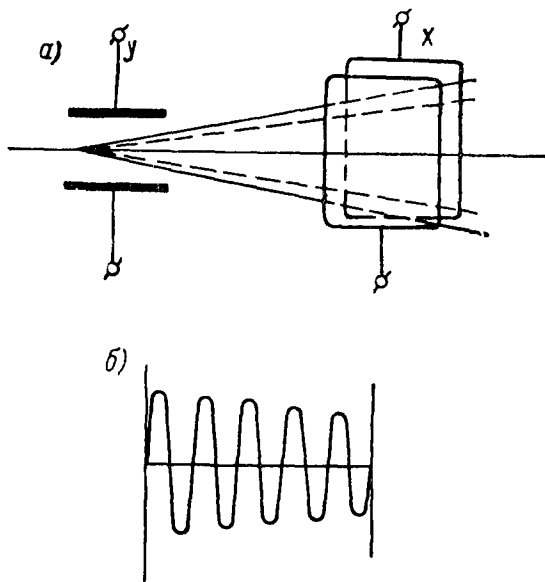


Рис. 18 15

клоняющего напряжения U_x , поданного на пластины X . Воздействуя на электронный луч, поле вызывает дополнительное отклонение луча в плоскости Y , уменьшая или увеличивая то отклонение, которое получил луч при выходе из поля пластин Y (рис. 18.15а). Чувствительность h_y оказывается меньше при

положительных напряжениях U_x и больше при отрицательных U_x . В результате одно и то же напряжение U_y даёт разную величину отклонения пятна на экране по вертикали в разных точках экрана при разных U_x . Это явление приводит на практике к искажениям осциллограммы, которые называются *трапецеидальными* (рис 18.15б).

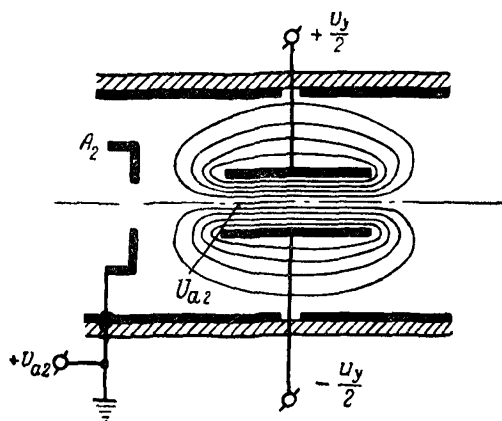


Рис. 18.16

На рис. 18.16 показано поле пластин при симметричном питании. Потенциал на оси системы в этом случае равен U_{a2} и не зависит от величины отклоняющих напряжений. Благодаря этому устраняются нелинейные и трапецеидальные искажения. Таким образом, система симметричного питания является более совершенной, чем система несимметричного питания, однако она более сложна.

Система электростатического отклонения оказывает влияние на фокусировку электронного луча. Особенно сильное влияние получается при несимметричном питании отклоняющих пластин. Это объясняется тем, что краевое поле отклоняющих пластин образует цилиндрическую линзу (рис. 18.14), дополнительно фокусирующую электронный луч. Действие линзы не может быть скомпенсировано регулировкой фокусирующего напряжения на 1-м аноде, так как её оптическая сила изменяется в зависимости от отклоняющего напряжения U_y . Установив оптимальную фокусировку на одном краю экрана (при одном U_y), мы получаем дефокусировку пятна на другом краю экрана (при другом U_y). Сфокусировав пятно в центре экрана, мы получим дефокусировку на обоих краях экрана.

Существует ещё одна причина дефокусировки, связанная с тем, что сечение пучка имеет конечную величину. Часть пучка, проходящая ближе к положительно заряженной пластине, приобретает большую скорость и меньше отклоняется поперечным

полем, чем противоположная часть. В результате круглое пятно на экране получает форму эллипса, вытягиваясь тем больше, чем больше отклоняющее напряжение. Очевидно, что чем тоньше пучок, тем меньше будет дефокусировка.

При симметричном питании отклоняющих пластин дефокусировка пятна получается значительно меньше, чем при несимметричном, так как вследствие постоянства потенциала на оси (среднего потенциала отклоняющих пластин) дефокусировка имеет место главным образом лишь по второй причине — из-за конечной толщины пучка.

Заметим, что в режиме оптимальной фокусировки средний потенциал отклоняющих пластин обычно отличается от потенциала 2-го анода U_{a2} . Это объясняется тем, что обычно отклоняющие пластины всегда несколько смещены относительно оси вследствие неточности изготовления прибора. Возникающая при этом асимметрия электрического поля может быть частично скомпенсирована соответствующей установкой средних потенциалов отклоняющих пластин, что и выполняется обычно при установке трубки в аппаратуру, путём подачи постоянного напряжения между общей точкой сопротивлений $R-R$ (рис. 18.13б) и землёй.

На рис. 18.17 показана для иллюстрации зависимость величины пятна на экране от величины среднего потенциала отклоняющих пластин Y по отношению ко 2-му аноду при различных величинах среднего потенциала пластин X . Из этих кривых видно, что практически требуется наличие регулировки среднего потенциала лишь одной пары пластин, а средний потенциал второй пары пластин может быть установлен равным U_{a2} .

Укажем ещё, что во избежание дополнительных искажений и дефокусировки никогда не следует оставлять отклоняющие пластины

совершенно изолированными («свободными»). Если пластины не используются, их надо соединить со 2-м анодом.

Искажения осциллограмм и дефокусировка пучка при магнитном отклонении связаны в основном с неоднородностью отклоняющего поля и при тщательном выполнении отклоняющей системы, и при тонком луче могут быть сделаны весьма небольшими. Поэтому искажения магнитных отклоняющих систем обычно меньше искажений электростатических систем.

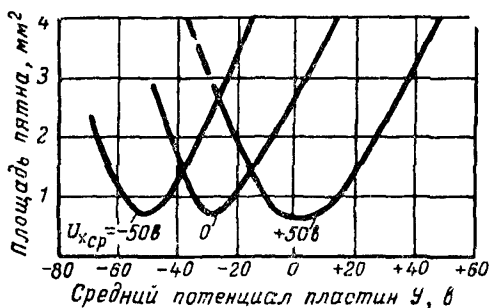


Рис. 18.17

Магнитная отклоняющая система позволяет получать значительно большие предельные углы отклонения, чем электростатическая. Благодаря этому трубки с магнитным отклонением при той же величине экрана получают значительно короче, чем трубки с электростатическим отклонением.

Все электронно-лучевые трубки чрезвычайно чувствительны к воздействию всякого рода внешних электрических и магнитных полей. Поэтому при работе с трубками для получения четкого устойчивого изображения нужно принимать меры к их экранировке.

§ 18.4. Экраны электронно-лучевых трубок

Кроме электронного прожектора и отклоняющей системы важной частью электронно-лучевой трубки является экран, от свойств которого в сильной степени зависят область применения и возможности использования трубки.

В качестве люминесцирующих материалов для экранов используются различные соединения металлов: сульфиды цинка и цинка-кадмия, силикат цинка (виллемит), вольфраматы кальция и кадмия и др.¹⁾ Опытным путем установлено, что для увеличения эффективности люминофоров, называемых также фосфорами, к ним необходимо прибавлять очень небольшие количества (от 0,01% до 1%) активаторов, в качестве которых применяются металлы: марганец, медь, висмут, серебро и редкоземельные элементы.

Яркость свечения люминофора, подвергающегося электронной бомбардировке, по закону Ленарда пропорциональна числу электронов n , падающих на поверхность в 1 см² за время, равное 1 сек, и ускоряющему напряжению U , действующему между экраном и катодом,

$$B = An(U - U_0). \quad (18.16)$$

В этой формуле U_0 — потенциал, при котором начинается свечение люминесцирующего вещества, A — постоянная, характеризующая люминофор.

Более точно зависимость яркости свечения от ускоряющего напряжения для большинства применяемых люминофоров может быть выражена эмпирической формулой

$$B = An(U - U_0)^m, \quad (18.17)$$

где показатель степени m в рабочем диапазоне напряжений имеет величину $m = 1,5 \div 2$.

Умножая обе части ф-лы (18.17) на площадь пятна, бомбардируемую электронами, мы получим в левой части силу света

¹⁾ Органические вещества, из которых многие обладают сильной люминесценцией, не могут быть использованы, так как под действием электронной бомбардировки они выделяют газ.

даваемую светящимся пятном, а в правой — произведение n на площадь пятна, равное току луча I . Следовательно, сила света пятна будет равна

$$I_{\phi} = AI(U - U_0)^m. \quad (18.18)$$

Основным параметром люминофора, определяющим его качество, служит эффективность, или *световая отдача*, показывающая, какая сила света получается от люминофора при затрате мощности в один ватт:

$$C = \frac{I_{\phi}}{IU_a}, \quad \frac{\text{св}}{\text{вт}}.$$

Здесь I_{ϕ} — сила света пятна,

U_a — напряжение анода трубки.

Как показывают исследования, световая отдача C не является постоянной величиной и зависит от величины ускоряющего напряжения и от плотности тока луча.

На рис. 18.18 представлена экспериментальная зависимость световой отдачи от ускоряющего напряжения для виллемита и для сульфида цинка, активированного серебром, показывающая, что световая отдача возрастает с ростом ускоряющего напряжения.

На рис. 18.19 представлена зависимость световой отдачи от плотности тока луча для тех же материалов. Как видно из рис. 18.19, лишь при малых плотностях тока луча световая отдача остаётся постоянной и, следовательно, яркость растёт линейно при увеличении тока луча, как это вытекает из (18.16) и (18.17). При больших плотностях тока световая отдача падает и яркость свечения экрана возрастает с ростом тока медленнее. Наступает насыщение экрана.

Применяемые в трубках люминофоры имеют световую отдачу от 0,14 до 7 св/вт. Наибольшей световой отдачей обладают

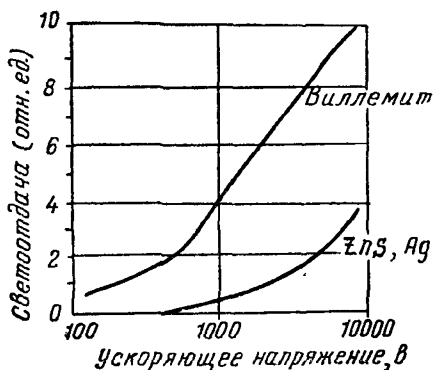


Рис. 18.18

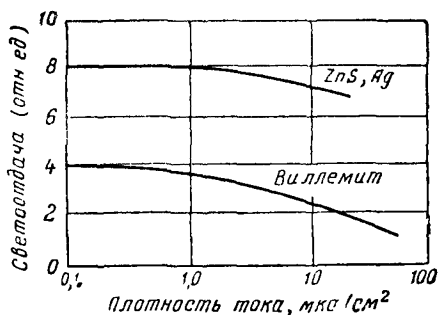


Рис. 18.19

сульфид цинка и синтетический виллемит, которые поэтому широко используются в современных трубках.

Вторым свойством, определяющим возможности применения люминофоров, является так называемое *послесвечение*, выражающееся в том, что возбуждённый люминофор испускает свет ещё некоторое время после того, как прекратится электронная бомбардировка. Послесвечение наблюдается у всех люминофоров, но в различной степени: от тысячных долей секунды до нескольких минут и даже часов. Закон затухания свечения имеет различный характер у разных люминофоров. У виллемита, например, яркость свечения убывает во времени экспоненциально.

Длительность послесвечения люминофора в значительной мере зависит от активатора. Так, например, сульфиды цинка и цинк-кадмия, активированные медью, имеют более длительное послесвечение, чем те же сульфиды, но активированные серебром.

Временем послесвечения обычно называют время, за которое яркость свечения V спадает до 1% от начального значения V_0 . Люминофоры по времени послесвечения делятся на пять групп:

- а) очень короткое послесвечение (менее 10 мксек),
- б) короткое послесвечение (10 мксек — 0,01 сек),
- в) среднее послесвечение (0,01 ÷ 0,1 сек),
- г) длительное послесвечение (0,1 ÷ 16 сек),
- д) очень длительное послесвечение (более 16 сек).

Очевидно, что в трубках, на экранах которых изображение должно непрерывно изменяться (например, в телевизионных трубках), возможно применять только люминофоры с очень малым послесвечением.

В ряде случаев, например для регистрации кратковременных быстротекущих процессов, выгоднее делать экраны из материалов с большим послесвечением, чтобы иметь возможность наблюдать изображение, когда причина, вызвавшая его, уже исчезла. Можно отметить, что более интенсивное свечение таких материалов наблюдается при возбуждении не электронной бомбардировкой, а световым потоком подобно тому, как возбуждаются и флуоресцируют различные органические вещества. Поэтому для получения длительного послесвечения экран часто делают составным: на стекло баллона наносят слой сильно люминесцирующего под действием света материала с длительным послесвечением и на него наносят другой слой люминофора, дающего интенсивное свечение под воздействием ударов электронов. Электронный пучок, падая на экран, возбуждает свечение верхнего слоя люминофора; под воздействием энергии, даваемой светящимся пятном его, возбуждается второй слой, длительность свечения которого зависит главным образом от

силы света, даваемой возбуждённым участком первого. В применяемых у нас составных экранах в качестве люминофора с длительным послесвечением используется цинково-кадмиевый сульфид с примесью меди, имеющий жёлтое свечение, а для возбуждающего слоя применяется сульфид цинка с примесью серебра, имеющий голубое свечение. Такой экран в момент возбуждения даёт интенсивное голубое свечение. После выключения луча голубое свечение быстро исчезает и остаётся жёлтое свечение, медленно затухающее по закону $B = B_0 t^{-n}$. Время послесвечения зависит от плотности тока луча и может достигать до 20 сек.

В качестве третьего свойства, от которого зависит выбор люминофора для того или иного прибора, надо указать цвет свечения, даваемого люминофором. Для визуального наблюдения выгоднее применять люминофоры с жёлто-зелёным свечением, так как человеческий глаз имеет наибольшую чувствительность именно к этой части спектра. Упомянутые выше люминофоры — серпистый цинк и искусственный виллемит — имеют: первый — светло-голубое свечение, второй — зелёное. Для фотографирования осциллограмм, получающихся на экране трубки, обычно рекомендуют экраны с синим или сине-фиолетовым свечением, как действующим более активно на фотопластинку. Такие экраны изготавливают из вольфрамово-кислого калия или сернистого цинка, активированного серебром. При использовании трубок с такими экранами надо только иметь в виду, что световая отдача люминофоров с синим свечением значительно меньше, чем у люминофоров с зелёным свечением. Поэтому часто удаётся, используя соответствующие фотопластинки, получить с зелёными экранами результаты не хуже, чем с синими.

Рассмотрим вопрос о потенциале, который приобретает экран во время работы трубки. Вследствие падения электронов на экран он заряжается отрицательно. Если бы отрицательный заряд на экране накапливался, то потенциал экрана постепенно снизился бы до потенциала катода и между анодом и экраном установилось бы настолько сильное тормозящее поле, что электроны перестали бы долетать до экрана. Но такого режима в действительности не получается, так как под действием падающих на экран электронов с экрана выбиваются вторичные электроны, которые отводятся к аноду трубки, благодаря чему величина отрицательного заряда на экране уменьшается. Для отвода вторичных электронов на анод требуется ускоряющее в сторону анода поле. Как показывают измерения, потенциал экрана в установившемся режиме оказывается меньше анодного потенциала примерно на 100 в; за счёт этой разности потенциалов и осуществляется отвод вторичных электронов с экрана.

Вторичные электроны, двигаясь от экрана к аноду с относительно небольшой скоростью, создают между экраном и анодом

пространственный заряд, присутствие которого ухудшает фокусировку пучка. Некоторые из этих электронов вследствие рассеяния попадают на стенки трубки, и заряды, получающиеся на стенках, влияют на пространственное положение пучка. Чтобы устранить эти вредные влияния пространственного заряда вторичных электронов, на внутреннюю поверхность стеклянной трубки на участке от анода и почти до экрана наносят проводящий слой аквадага (коллоидный раствор графита) или какого-либо металла, который соединяют с вторым анодом. В некоторых трубках от этого проводящего слоя делается контактный вывод сквозь стекло наружу, и он используется как отдельный ускоряющий анод.

Для устойчивой работы трубки коэффициент вторичной эмиссии экрана должен быть не менее единицы, так как количество

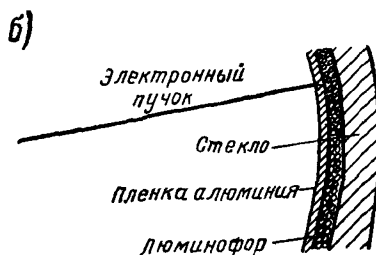
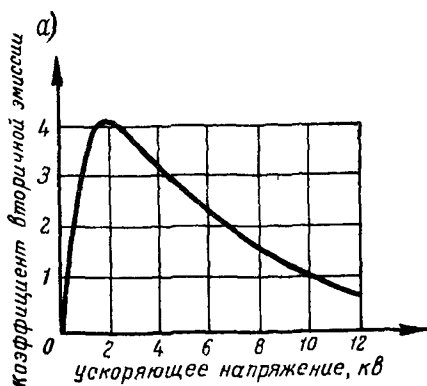


Рис 18.20

электронов, отводимых от экрана, должно равняться количеству электронов, падающих на экран. Коэффициент вторичной эмиссии люминофоров зависит от энергии падающих электронов; он быстро возрастает до значений $\sigma > 1$ при увеличении ускоряющего напряжения до $300 \div 800$ в, а затем медленно падает, достигая значений $\sigma < 1$ при напряжениях порядка нескольких тысяч вольт (рис. 18.20а). Когда ускоряющее напряжение достигнет значения $U_{a \text{ макс}}$, при котором коэффициент вторичной эмиссии экрана $\sigma = 1$, то очевидно потенциал экрана достигнет своего предельного значения и при дальнейшем увеличении ускоряющего напряжения больше возрастать не будет. Так как энергия электронов, падающих на экран, определяется

потенциалом экрана, то увеличение ускоряющего напряжения свыше $U_{a \text{ макс}}$ не даёт увеличения яркости свечения экрана. Предельный потенциал экрана зависит главным образом от материала экрана и имеет величину от 5 до 35 кВ.

Для повышения предельного потенциала экран покрывают тонкой проводящей плёнкой металла, прозрачной для электро-

нов. Обычно для этой цели используют алюминий (рис. 18.20б). Благодаря непосредственному контакту проводящей плёнки экрана с проводящим покрытием колбы потенциал экрана будет определяться не вторично-эмиссионными свойствами люминофора, а ускоряющим напряжением. Это позволяет применять более высокие ускоряющие напряжения и повышать световую отдачу. Увеличение световой отдачи происходит также за счёт отражения света алюминиевой плёнкой. Поскольку алюминиевая плёнка прозрачна только для быстрых электронов, алюминированные экраны целесообразно применять лишь в высоковольтных трубках при U_a свыше $7 \div 10$ кВ.

Мощность электронного луча, падающего на экран, используется крайне неэффективно. Свыше (97—98) % этой мощности превращается в тепло и люминофор нагревается. При этом происходит его термическое разрушение и при длительной эксплуатации экран трубки постепенно снижает световую отдачу, или, как говорят, «выгорает». Выгорание происходит быстрее при больших мощностях пучка; особенно быстро выгорает экран, если луч длительное время падает в одну и ту же точку. При заданной мощности пучка выгорание экрана происходит быстрее при низких ускоряющих напряжениях и соответственно при больших токах пучка. Это объясняется тем, что при снижении ускоряющего напряжения уменьшается глубина проникновения электронов в люминофор и удельная тепловая нагрузка люминофора возрастает. Для продления срока службы трубки выгодно работать при малой яркости пятна и применять более высокие ускоряющие напряжения при меньшем токе луча.

Сокращение срока службы электронно-лучевой трубки происходит также из-за бомбардировки экрана трубки отрицательными ионами, которые сильно разрушают люминофор. Основным источником отрицательных ионов является оксидное покрытие катода. Разгоняясь электрическим полем, эти ионы движутся к экрану, проходя по пути отклоняющую систему. В трубках с электростатическим отклонением ионы отклоняются полем столь же эффективно, как и электроны, и поэтому, пройдя отклоняющую систему, они попадают более или менее равномерно во все точки экрана, вызывая его общее потемнение. В трубках с магнитным отклонением ионы отклоняются полем относительно меньше, так как магнитные поля действуют на ионы значительно слабее, чем на электроны. Поэтому, падая на экран, ионы образуют в этих трубках тёмное пятно диаметром около $1/3$ диаметра экрана, называемое *ионным пятном*. Ионное пятно появляется в трубках через 100—200 часов работы и со временем всё больше и больше темнеет. Обнаруживается ионное пятно быстрее при низких анодных напряжениях. Увеличение напряжения накала ускоряет процесс развития ионного пятна.

Экраны, покрытые плёнкой алюминия, значительно более устойчивы в отношении ионной бомбардировки. Плёнка алюминия является надёжной преградой для ионов и не пропускает их к люминофору. Поэтому в трубках с алюминированными экранами ионное пятно обычно не возникает.

Другим способом защиты от ионного пятна являются *ионные ловушки*, устройство которых рассмотрено в § 18.5.

§ 18.5. Типы электронно-лучевых трубок

Осциллографические трубки

Основную группу электронно-лучевых трубок составляют *осциллографические трубки*, которые служат для исследования быстрых изменений во времени различных токов и напряжений. Осциллографические трубки имеют электростатическое отклонение, так как оно обеспечивает возможность работы в более широком диапазоне частот, чем магнитное отклонение. Фокусировка луча также электростатическая.

Для анализа формы кривой напряжения его прикладывают к одной паре пластин (Y), а к другой паре пластин (X) подключают переменное напряжение, которое изменяется во времени по пилообразной кривой (рис. 18.21). При линейном увеличении этого напряжения (участок OA) светящееся пятно перемещается по экрану, причём величина перемещения пропорциональна времени. Так как в это время на пучок действует и другое (ис-

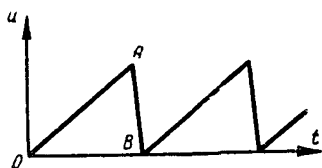


Рис. 18.21

следуемое) напряжение, то пятнышко будет прочерчивать на экране график зависимости исследуемого напряжения от времени — осциллограмму. При резком падении пилообразного напряжения (участок AB) пятнышко почти мгновенно возвращается в своё исходное положение. Подбирая период пилообразного напряжения (период раз-

вёртки) в целое число раз больше периода исследуемого напряжения, мы получим на экране наложение друг на друга и совпадение отдельных повторяющихся изображений, что даст устойчивую картину, пригодную для наблюдения и фотографирования.

В трубках с экраном из виллемита визуальное наблюдение осциллограмм возможно только начиная с частот порядка $10 \div 20$ гц. Для исследования более низких частот следует брать трубки, у которых экран обладает длительным послесвечением.

Верхняя граница частотного диапазона осциллографических трубок определяется влиянием времени пролёта электронов в отклоняющей системе на чувствительность трубки, а также

влиянием индуктивности вводов и ёмкостью отклоняющих пластин.

Влияние времени пролёта на чувствительность обусловлено тем, что при больших углах пролёта отклоняющее напряжение успевает существенно измениться за то время, пока электрон находится в отклоняющем поле.

Время пролёта электрона в отклоняющем поле

$$\tau = \frac{l_1}{v_0}, \text{ где } v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_{a2}} = 6 \cdot 10^7 \sqrt{U_{a2}}, \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

За время пролёта в отклоняющем поле электрон получит скорость в направлении отклонения

$$\begin{aligned} v_{y\tau} &= \frac{e}{m} \frac{U_y}{d} \int_{t_1}^{t_1+\tau} \sin \omega t dt = \frac{eU_y}{md\omega} [\cos \omega t_1 - \cos(\omega t_1 + \omega\tau)] = \\ &= \frac{el_1}{mdv_0} \frac{\sin \frac{\omega\tau}{2}}{\frac{\omega\tau}{2}} U_y \sin\left(\omega t_1 + \frac{\omega\tau}{2}\right) \end{aligned}$$

Угол наклона траектории электрона при вылете из поля отклоняющих пластин

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dy}{dz} \Big|_{z=l_1} = \frac{1}{v_0} \frac{dy}{dt} \Big|_{t=t_1+\tau} = \frac{v_{y\tau}}{v_0}.$$

Отклонение пятна на экране

$$h_2 = l_2 \operatorname{tg} \alpha = \frac{el_1 l_2}{mdv_0^2} \frac{\sin \frac{\omega\tau}{2}}{\frac{\omega\tau}{2}} U_y \sin\left(\omega t_1 + \frac{\omega\tau}{2}\right)$$

Отсюда, чувствительность трубки (пренебрегая смещением h_1 внутри пластин)

$$h'_v = \frac{h_2}{U_y \sin\left(\omega t_1 + \frac{\omega\tau}{2}\right)} = \frac{el_1 l_2}{mdv_0^2} \frac{\sin \frac{\omega\tau}{2}}{\frac{\omega\tau}{2}} = h'_0 \frac{\sin \frac{\omega\tau}{2}}{\frac{\omega\tau}{2}}, \quad (18.19)$$

где h'_0 — чувствительность трубки при $\omega = 0$.

На рис. 18.22 дан график этой функции, показывающий, как изменяется чувствительность трубки при увеличении угла пролёта электронов в отклоняющем поле. С ростом угла пролёта чувствительность трубки h'_ω падает. При углах пролёта

$\omega\tau = 2\pi, 4\pi, 6\pi$ и т. д. чувствительность оказывается равной нулю.

При исследовании несинусоидальных нестационарных процессов с составляющими очень высоких частот наличие зависимости чувствительности трубки от частоты может привести

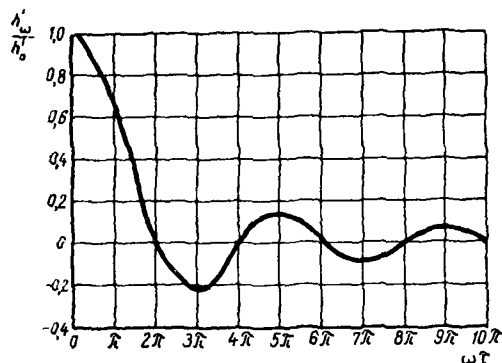


Рис. 18.22

к сильным искажениям формы исследуемого сигнала. Поэтому осциллографическую трубку можно использовать только на таких частотах, где изменение чувствительности ещё невелико. Из графика рис. 18.22 видно, что при углах пролёта $\omega\tau < \frac{\pi}{4}$ уменьшение

чувствительности ещё не превосходит 10%.

Полагая такое измене-

ние чувствительности допустимым для практических целей, можно оценить предельную частоту осциллографической трубки с электростатическим отклонением.

Угол пролёта

$$\omega\tau = 2\pi f \frac{l_1}{v_0}, \quad \omega\tau_{пред} = \frac{\pi}{4}.$$

Отсюда

$$f_{пред} = \frac{\omega\tau_{пред}}{2\pi} \frac{l_1}{v_0} = \frac{v_0}{8l_1} = 7,5 \frac{\sqrt{U_{a2}}}{l_1}, \text{ Мгц.} \quad (18.20)$$

Так как в современных осциллографических трубках длина отклоняющих пластин составляет $1,5 \div 2,0$ см, а $U_{a2} = 1500 \div 2000$ в, то предельная частота получается порядка 150 Мгц. В действительности она оказывается ниже из-за влияния индуктивности длинных вводов пластин и их ёмкости.

Для расширения частотного диапазона осциллографических трубок вводы отклоняющих пластин делают непосредственно через горловину колбы, применяют короткие отклоняющие пластины и высокое ускоряющее напряжение. Применяют также специальные конструкции отклоняющих устройств, в которых отклоняющее поле движется вдоль пучка со скоростью электронов. Такими мерами возможно расширить частотный диапазон до $500 \div 1000$ Мгц и более.

В табл. 18.1 приведены данные некоторых осциллографических трубок, выпускаемых отечественной промышленностью

Таблица 18.1

Тип трубки	Диаметр рабочей части экрана см	Цвет свечения	Типовой режим					Чувствительность	
			напря- жение накала в	ток накала в	фокусирую- щее напря- жение 1-го анода в	напряж 2-го анода кв	запирающее напряжение модулятора в	по «х» мм/в	по «у» мм/в
5ЛО38	4,4	зелёный	6,3	0,6	138 ÷ 300	1,0	-60	0,11	0,3
8ЛО29	7,0	то же	6,3	0,6	280 ÷ 516	1,5	-45	0,17	0,23
13ЛО2С	12	синий	6,3	0,55	3000—5000	30,0	-300	≤ 0,025	≤ 0,025

Двухлучевые осциллографические трубки

В измерительной практике часто бывает необходимо одновременно наблюдать несколько колебательных электрических процессов. Для этой цели изготовляют многолучевые электронные осциллографические трубки, из которых двухлучевые получили сравнительно большое распространение.

В двухлучевой осциллографической трубке, схема которой показана на рис. 18.23, имеются две отдельные системы прожекторов со своими отклоняющими пластинами. Электронные пучки падают на один экран, на котором, следовательно, можно наблюдать одновременно две осциллограммы, например, изменения напряжения и тока в какой-либо цепи.

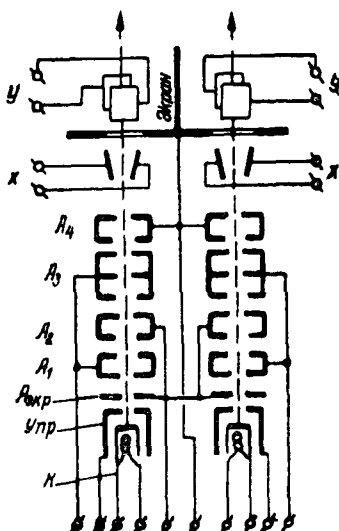


Рис. 18.23

Все отклоняющие пластины имеют отдельные входы, что позволяет по желанию пользоваться симметричной или несимметричной схемой их присоединения. Ближайшие к катоду пластины (x) используются для развёртки по оси времени; исследуемые напряжения подводятся ко вторым пластинам (y), которые отделены друг от друга и от пластин x электростатическим экраном.

Для тех электродов, напряжения которых во время работы не приходится менять для регулировки и фокусировки, входы сделаны общими для обоих прожекторов; такими

электродами являются последние ускоряющие аноды, соединённые вместе с экраном, и вторые аноды, соединённые вместе с экранирующими электродами. Входы управляющего электрода и соединённых вместе первого и третьего анодов сделаны для каждого прожектора отдельно, что позволяет регулировать каждый пучок и, следовательно, каждое изображение на экране по отдельности независимо друг от друга. Кроме описанной системы, имеются и другие образцы двухлучевых осциллографов.

В табл. 18.2 приведены данные двухлучевых осциллографических трубок, выпускаемых нашей промышленностью.

Осциллографические трубки с послеускорением

С увеличением анодного напряжения яркость пятна на экране возрастает. Повышение яркости изображения позволяет наблюдать или фотографировать более быстрые, кратковременные

Таблица 18.2

Тип трубки	Диаметр рабочей части экрана см	Цвет свечения	Типовой режим					Чувствительность		
			напря- жение накала θ	ток накала a	фокусирую- щее напря- жение 1-го анода θ	напряж. 2-го анода кв	напряж. 3-го анода кв	запирающее напряжение модулятора θ	по «х» мм/в	по «у» мм/в
10ЛО43	10,1	зелёный	6,3	0,6	400 ÷ 700	2,0	—	—60	0,17	0,2
13ЛО48	13,4	то же	6,3	0,6	300 ÷ 550	1,5	—	—60	0,22	0,25
18ЛО47	17,7	синий	6,3	0,6	400 ÷ 700	2,0	6,0	—100	0,23	0,25

или однократные процессы. Характеристика трубки в этом отношении определяется допустимой (возможной для регистрации) скоростью перемещения пятна на экране, при превышении которой световой эффект делается слишком слабым; в трубках с ускоряющим напряжением в $1 \div 1,5$ кВ наибольшая допустимая скорость перемещения луча на экране равна $1 \div 2$ км/сек, что позволяет наблюдать в виде линии длиной 10 мм однократные процессы длительностью не менее $5 \div 10$ мксек.

Опытным путём установлено, что повышением ускоряющего напряжения до 30 кВ можно увеличить допустимую скорость луча до $30 \div 35$ тыс. км/сек. Но с увеличением анодного напряжения во столько же раз уменьшается чувствительность трубки, что является нежелательным.

Для устранения этого недостатка в некоторых современных трубках прибегают к так называемому послеускорению луча. В этом случае (рис. 18.24) электроны пучка, ускоренные сначала относительно небольшим напряжением 2-го анода ($U_{a2} = 1 \div 2$ кВ), отклоняются при высокой чувствительности, а затем в отклонённом пучке ускоряются дополнительно полем 3-го анода, имеющего напряжение U_{a3} выше, чем U_{a2} . Такой способ позволяет получить большую яркость пятна на экране и в то же время не снижает чувствительность трубки.

Дополнительный анод изготавливают путём нанесения на внутреннюю поверхность расширенной части баллона кольцеобразного слоя металла или аквадага, как это показано на рис. 18.24. Ввод третьего анода делается прямо через колбу трубки.

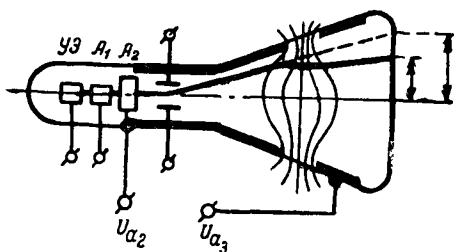


Рис 18.24

Напряжение 3-го анода нельзя брать слишком большим. Скачки потенциала между кольцами 2-го и 3-го анодов вызывают искажение поля и образуют электростатическую линзу, влияющую на траектории электронов. Это наглядно видно на рис. 18.24, где показано поле послеускорения для случая, когда на 3-й анод

подано напряжение U_{a3} в $4 \div 5$ раз больше, чем U_{a2} . Получающаяся при этом собирательная линза преломляет траектории электронов так, что пучок, отклонённый воздействием отклоняющих пластин, вновь приближается к оси трубки в месте падения на экран, вследствие этого чувствительность осциллографа уменьшается.

Другое вредное влияние поля дополнительного анода обусловлено проникновением его в пространство между отклоняющими пластинами. При этом эквипотенциальные поверхности

поля послеускорения искривляются в сторону пластин, образуя цилиндрическую линзу. Такая линза нарушает фокусировку пятна, превращая его из круглого в вытянутое либо по оси X , либо по оси Y в зависимости от подбора фокусирующего напряжения. Данное явление носит название астигматизма. Кроме того, линза послеускорения уменьшает чувствительность по ближайшей к экрану паре пластин и вызывает так называемые бочкообразные искажения осциллограммы.

Проникновение поля линзы послеускорения к экрану также приводит к появлению искажений и, кроме того, к снижению конечного ускоряющего напряжения.

Для того чтобы уменьшить вредное влияние линзы послеускорения, надо уменьшать её оптическую силу, делать её более тонкой, ограничивая величину превышения напряжения на 3-м аноде по отношению ко 2-му аноду. Практически выбирают U_{a3} не более $2U_{a2}$.

Для обеспечения большего разгона электронов применяют до 3—4 ступеней послеускорения (рис. 18.25а). При этом напряжение на последней ступени послеускорения может быть доведено до $10U_{a2}$ (в некоторых конструкциях до 25 кВ) без появления существенных искажений.

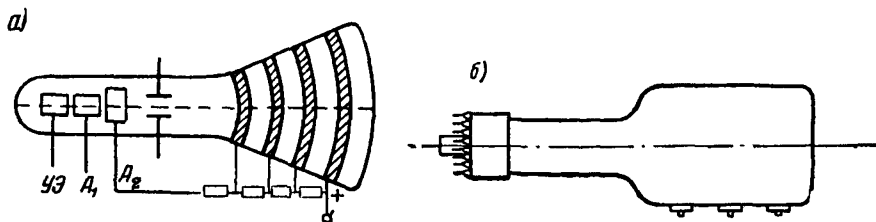


Рис 18 25

Для экранировки отклоняющих пластин от поля послеускорения применяют баллон трубки цилиндрической формы (рис. 18.25б). При этом уменьшается также влияние неоднородности поля линз на краях.

При эксплуатации трубок с послеускорением необходимо особо внимательно следить за предохранением экрана от прожигания; для этого при отсутствии переменного напряжения на отклоняющих пластинах луч должен быть выключен либо путём подачи запирающего напряжения на управляющий электрод, либо путём выключения высокого напряжения.

В табл. 18.3 приведены данные некоторых осциллографических трубок с послеускорением, выпускаемых отечественной промышленностью.

Таблица 18.3

Тип трубки	Диаметр рабочей части экрана см	Цвет свечения	Типовой режим								Чувствительность	
			напряж. накала, в	ток накала, а	фокусир на- пражение 1-го анода, в	напряж. 2-го анода, кВ	напряж. 3-го анода, кВ	напряж. 4-го анода, кВ	напряж. 5-го анода, кВ	запирающ на- праж. моду- лятора, в	по «х» мм/в	по «у» мм/в
7ЛО1А	5,2	синий	6,3	0,6	100—235	1,4	2,8	—	—	—76	0,11	0,13
7ЛО55	6,0	зелёный	6,3	0,6	80—180	1,1	2,0	—	—	—76	0,15	0,18
8ЛО39	7,0	жёлто-оранжевый	6,3	0,6	320—480	2,0	4,0	—	—	—60	0,20	0,21
13ЛО4	10,8	зелёный	6,3	0,6	300—520	1,5	6,0	8,0	—	—45	0,2	0,25
13ЛО36	11,4	жёлто-оранжевый	6,3	0,6	375—690	2,0	4,0	—	—	—	0,36	0,41
13ЛО37	11,4	зелёный	6,3	0,6	302—518	1,5	3,0	—	—	—45	0,37	0,43
13ЛО54	7,5 × 7,5	жёлто-оранжевый	6,3	0,6	200—400	1,5	3,5	6,0	8,0	—60	0,18	0,2
31ЛО33	25,0	то же	6,3	0,6	800—1480	4,3	5,5	—	—	—140	0,24	0,26

Электронно-лучевые трубки с радиальным отклонением

В некоторых случаях более выгодным оказывается применить не линейную, а круговую развёртку; при которой пятно на экране двигается не по горизонтальной оси, а по окружности. Преимуществом круговой развёртки является её большая длина по сравнению с линейной.

Для получения круговой развёртки можно использовать систему магнитного отклонения из двух пар взаимно-перпендикулярных катушек. В одной паре катушек пропускают переменный ток определённой частоты и в другой паре — ток такой же частоты, сдвинутый относительно первого тока на 90° . Как легко убедиться непосредственным построением, электронный пучок под воздействием двух пульсирующих магнитных потоков, сдвинутых один относительно другого во времени и пространстве на 90° , будет описывать на экране замкнутую кривую. При симметричном устройстве катушек и одинаковых токах в них эта кривая будет окружностью, радиус которой зависит от величины тока; частота вращения пятна на экране будет равняться частоте переменного тока в отклоняющих катушках.

Для круговой развёртки можно также использовать систему электростатического отклонения, подавая на обе пары отклоняющих пластин два одинаковых по частоте синусоидальных напряжения, сдвинутых по фазе на 90° .

Исследуемое напряжение подводится к коническому конденсатору специальной формы (18.26а), расположенному внутри

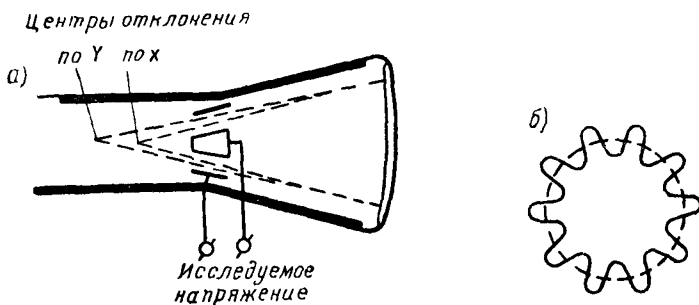


Рис. 18.26

трубки так, что вращающийся пучок при отсутствии исследуемого напряжения проходит посредине между поверхностями конденсатора. Под действием этого напряжения пучок, вращаясь, будет отклоняться в радиальном направлении и

Таблица 18.4

Тип трубки	Диам. рабочей части экрана см	Цвет свечения	Типовой режим					Чувствительность			
			напряж. накала в	ток нака- ла, а	фокусирую- щее напря- жение 1-го анода в	напряж. 2-го анода кв	напряж. ускор. электр. кв	запирающее напряжение модулятора в	по «х» мм/в	по «у» мм/в	радиальных электродов мм/в
8ЛО30	7,0	зелёный	6,3	0,6	300 ÷ 517	1,5	—	—45±22	0,17	0,24	—
23ЛО51	23,1	синий	6,3	0,6	440 ÷ 6600	20,0	6,0	—250±125	0,03	0,03	0,035

на экране получится развёрнутая круговая осциллограмма (рис. 18.26б).

Недостатком трубок с радиальным отклонением является их относительно низкая чувствительность, обусловленная тем, что радиальная система размещена близко к экрану. Кроме того, трубки с радиальным отклонением имеют нелинейную зависимость радиального отклонения от величины напряжения сигнала, что объясняется характером поля радиальной отклоняющей системы. Чувствительность этих трубок оказывается различной при отклонении в направлении одной пары отклоняющих пластин x и в направлении другой пары отклоняющих пластин y , что объясняется несовпадением центров отклонения по пластинам x и y (рис. 18.26а). В связи с этим трубки с радиальным отклонением не применяются для исследования формы колебаний, а используются главным образом как индикаторные, а также для измерения частоты и времени.

В табл. 18.4 приведены данные трубок с радиальным отклонением, выпускаемых нашей промышленностью.

Трубки с яркостной отметкой

В радиоэлектронной аппаратуре, особенно в радиолокационной, находят широкое применение электронно-лучевые трубки с яркостной отметкой. В этих трубках напряжение сигнала подаётся не на отклоняющую систему, а на управляющий электрод, или, как его в этом случае называют, модулятор. Воздействуя на ток луча, напряжение сигнала управляет яркостью пятна на экране трубки. По наличию или отсутствию пятна на экране трубки судят о наличии или отсутствии сигнала.

Отклонение луча в этих трубках производят таким образом, что смещение луча по каждой из двух координат оказывается пропорциональным какому-нибудь параметру сигнала (например, в радиолокации, наклонной дальности цели и её скорости). Тогда по местоположению пятна на экране трубки можно судить и о параметрах сигнала (в приведённом примере — о расстоянии до цели и её скорости).

В трубках с яркостной отметкой обычно применяют экраны с длительным послесвечением, что позволяет использовать трубку для одновременного воспроизведения ряда следующих друг за другом сигналов. т. е. как своеобразный «многострелочный» индикатор.

Для получения яркого, хорошо сфокусированного пятна в трубках с яркостной отметкой обычно используют магнитную фокусировку и магнитное отклонение.

В табл. 18.5 указаны основные данные некоторых трубок с магнитной фокусировкой и отклонением.

Таблица 18.5

Тип трубки	Диаметр рабочей части экрана, см	Цвет послесвечения	Типовой режим					Послесвечение экрана
			напряжение накала, в	ток накала, а	ано-напряж. да, кв	напряж ускор электрода, в	запирающее напряжение модулятора, в	
13ЛМ56	11,4	зелёный	6,3	0,6	4,0	250	—47,5	среднее
13ЛМ58	11,4	оранжевый	6,3	0,6	4,0	250	—47,5	длительное
18ЛМ35	15,2	жёлто-оранжевый	6,3	0,6	4,0	250	—47,5	»
23ЛМ34	19,0	то же	6,3	0,6	4,0	250	—47,5	»
31ЛМ32	25,0	»	6,3	0,6	4,0	250	—47,5	»

Кинескопы

Для приёма изображений в телевизионных приёмниках на ходят применение специальные электронно-лучевые трубки — кинескопы. Фактически кинескопы являются трубками с яркостной отметкой, однако необходимость получения высокого качества изображения, а также ряд других специфических требований телевидения обусловили ряд конструктивных особенностей этих трубок.

Чтобы обеспечить чёткое, высококачественное изображение на экране кинескопа, необходимо иметь светящееся пятно очень малого размера (на экране должны уместиться без накладки друг на друга свыше шестисот параллельных линий, прочерчиваемых пятном — «строк»). При перемещении пятна его размеры не должны изменяться, т. е. не должно быть дефокусировки пятна при отклонении. Яркость свечения пятна требуется высокая.

В кинескопах часто находят применение магнитные фокусирующие системы, обеспечивающие наиболее высокое качество фокусировки луча. Конструкция прожектора обычно соответствует рассмотренной в § 18.2 (рис. 18.8).

Значительные успехи достигнуты в разработке электростатических фокусирующих систем для кинескопов, обеспечивающих качество фокусировки, удовлетворяющее высоким требованиям телевидения. В современных кинескопах применяется конструкция электростатического прожектора с нулевым током анода, рассмотренная в § 18.2 (рис. 18.6).

Анодное напряжение применяется высокое, порядка $6 \div 18$ кВ, для получения достаточной яркости изображения и уменьшения размера пятна.

Электронные прожекторы современных кинескопов снабжены ионными ловушками, которые препятствуют выходу из электронного прожектора отрицательных ионов, образующихся в области катода, и тем самым предотвращают появление на экране трубки ионного пятна, возникающего вследствие бомбардировки и разрушения экрана ионами. В основе действия ионных ловушек лежит различие в величине воздействия магнитного поля на траектории электронов и отрицательных ионов. Конструкции ионных ловушек весьма разнообразны; мы рассмотрим одну из них, получившую широкое применение в отечественных кинескопах с электростатической фокусировкой (рис. 18.27).

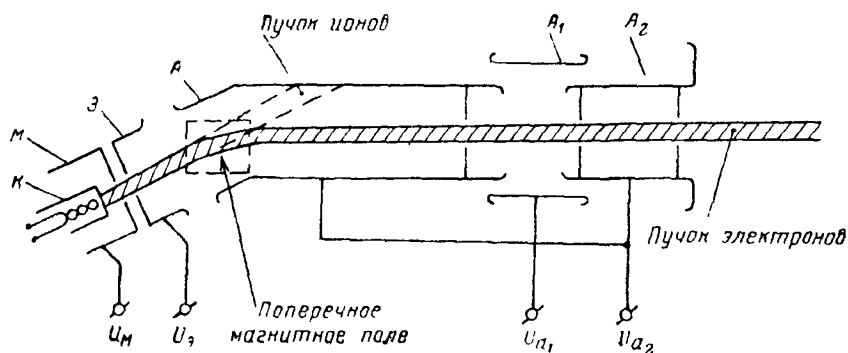


Рис. 18.27

Катод электронного прожектора K размещается под углом к оси трубки. Пучок электронов и отрицательных ионов, выходя из катода, разгоняется полем экранирующего электрода \mathcal{E} , находящегося под потенциалом $250 \div 300$ в, и попадает в поперечное магнитное поле, созданное постоянным магнитом, помещённым снаружи трубки. Тяжёлые отрицательные ионы почти не отклоняются этим полем и оседают на аноде A . Электронный пучок искривляется под действием магнитного поля и выходит в отверстие анода, попадая далее в фокусирующее поле главной линзы, состоящей из ускоряющего электрода, непосредственно примыкающего к аноду ловушки, 1-го анода и 2-го анода.

При наличии магнитной фокусировки конструкции ионных ловушек проще. В них отсутствует обычно экранирующий электрод, а анод ловушки является одновременно анодом трубки.

Для нормальной работы трубки с ионной ловушкой требуется правильная установка магнита ионной ловушки на горловине трубки, обеспечивающая наибольшее прохождение луча через

диафрагму анода. При правильной установке этого магнита нефокусированное пятно должно находиться в центре экрана и иметь форму круга.

Для уменьшения влияния отклоняющей системы на фокусировку и вызываемых этим искажений в изображении, как правило, в кинескопах применяется магнитное отклонение. Для повышения чувствительности кинескопа узкую часть трубки, в пределах которой электронный пучок подвергается воздействию отклоняющих магнитных полей, делают возможно меньшего диаметра, чтобы расположить диаметрально противоположные катушки ближе друг к другу и тем повысить напряжённость магнитного поля при данном числе ампер-витков.

Для получения достаточно большого изображения в кинескопах диаметр экранов берётся больше, чем в осциллографических трубках (от 18 до 50 см). Дно колбы кинескопа и соответственно экран, наносимый на нём, иногда делают прямоугольной формы в соответствии с габаритами принимаемого изображения. В кинескопах с баллонами обычной конусообразной формы наблюдается дополнительное засвечивание экрана лучами света, даваемыми изображением и отражающимися от стенок колбы (рис. 18.28а). Для ослабления этого эффекта баллоны кинескопов часто делают специально расширенной формы, показанной на рис. 18.28б. Чтобы при большой величине экрана сократить длину трубки, кинескопы рассчитывают на большие углы отклонения луча (до 120°).

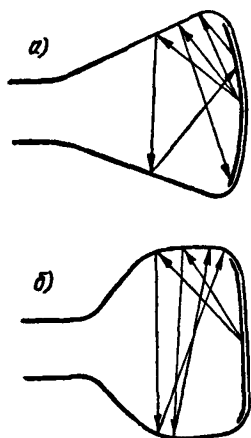


Рис. 18.28

В целях повышения механической прочности конструкции и удешевления производства колбы кинескопов, имеющих большой размер экрана, часто делают металlostеклянными: горловина делается стеклянная, к ней приваривается сделанная из специальной стали коническая часть баллона. К широкому основанию металлического конуса приваривается стеклянное дно круглой или прямоугольной формы, покрываемое изнутри люминофором (рис. 18.29).

Обычно применяют экраны кинескопов белого свечения, для чего берут смесь двух люминофоров (цинково-кадмиевого сульфида и сульфида цинка, активированного серебром). Время послесвечения должно быть малым во избежание размазывания изображения движущихся объ-

ектов (менее 0,1 сек). Экраны кинескопов часто алюминиируют (см. § 18.4). Для снижения вредного влияния внешнего освещения на контрастность изображения дно колбы иногда делают из специального дымчатого стекла.

Рабочей характеристикой кинескопа является модуляционная кривая, показывающая зависимость тока анода от напряжения управляющего электрода (рис. 18.30); чем больше напряжение на аноде, тем больше сдвигается характеристика в сторону больших отрицательных напряжений на управляющем

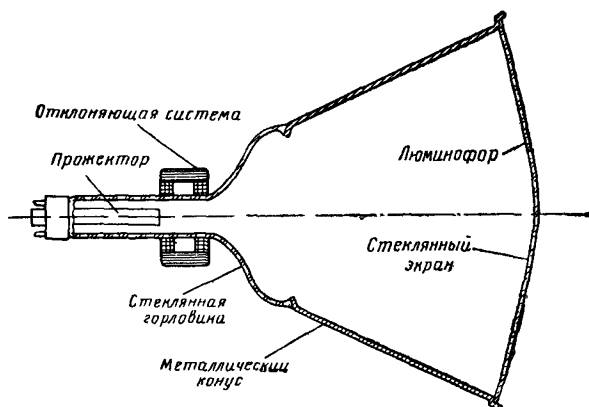


Рис 18.29

электроре. В трубках, имеющих экранирующий электрод, анодное напряжение слабо влияет на сдвиг модуляционной характеристики. От тока пучка при данном анодном напряжении зависит яркость изображения на экране; на рис. 18.31, показана эта зависимость для экрана с белым свечением.

Особую группу кинескопов составляют так называемые проекционные кинескопы. В этих приборах изображение, полу-

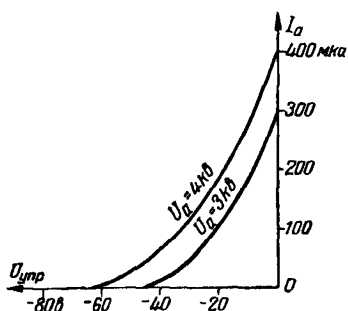


Рис. 18.30

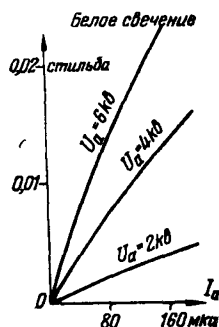


Рис 18.31

ченное на экране трубки, используется для проектирования его на большой экран оптическим путём. Для того чтобы яркость на большом экране была достаточной, яркость на экране трубки должна быть значительно выше, чем на экране обычных

кинескопов (в 2—3 тысячи раз). Во избежание оптических искажений в этих трубках применяются плоские небольшого диаметра экраны (от 50 до 180 мм). Диаметр пятна в проекционных трубках должен быть значительно меньше, чем в обычных трубках, для обеспечения требуемой разрешающей способности при малом размере экрана. Для получения большой яркости изображения и малого диаметра пятна в проекционных кинескопах применяются высокие ускоряющие напряжения (до $60 \div 80$ кВ). Фокусировка и отклонение луча — магнитные. Экран трубки алюминировается.

Проекционные кинескопы вследствие чрезвычайно форсированного режима имеют небольшой срок службы (порядка 100 часов) и на практике находят ограниченное применение.

Разновидность кинескопов представляют трубки для воспроизведения цветного изображения. Принцип действия этих трубок основан на особенностях человеческого зрения, приспособленного ощущать независимо три цвета: синий, зелёный и красный. Все остальные цвета получаются как результат смешения тех или иных основных трёх цветов. Например, жёлтый цвет получается как результат смешения зелёного и красного цветов в соответствующей пропорции.

Ряд трубок разработан для воспроизведения цветного изображения.

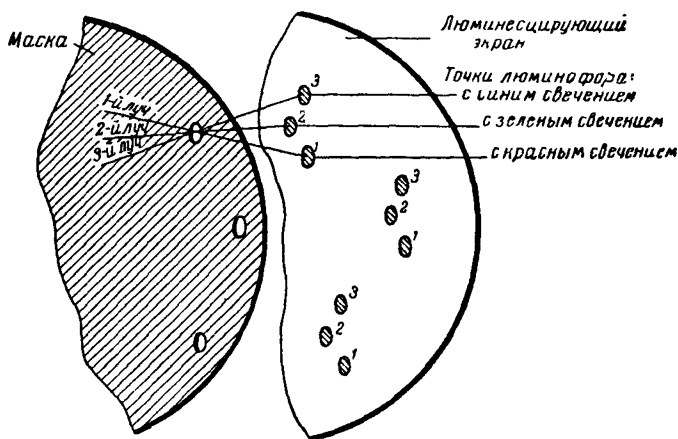


Рис. 18.32

Рассмотрим кратко принцип устройства трубки, воспроизводящей цвета по точкам. В этой трубке на экран нанесено 117 000 групп точек; каждая группа состоит из трёх точек — с красным, синим и зелёным свечением люминофора. Перед экраном стоит диафрагма с таким же числом отверстий — по одному отверстию перед каждой группой (рис. 18.32). Три прожек-

Таблица 18.6

Тип кинескопа	Размер изобра- жения на экра- не, мм	Фокусировка луча	Типовой режим						Примечания
			напряж. нака- ла, в	ток накала, а	напряж. 1-го анода, в	напряж. 2-го анода, кВ	напряж. экран. электрода, в	защитающ. напряж. мо- дулятора, в	
6ЛК1Б	268 × 97	магнитная	6,3	0,6	—	25,0	—	—65	Проекционный
18ЛК5Б	100 × 135	то же	6,3	0,55	—	4,0	—	—50	С ионной ловушкой
23ЛК1Б	135 × 180	„	6,3	0,55	—	8,0	—	—50	—
31ЛК2Б	180 × 240	„	6,3	0,6	—	10,0	—	—55	С ионной ловушкой
35ЛК2Б	217 × 288	электростатическая	6,3	0,6	—100 ÷ 425	12,0	300	—60	То же, с прямоугольным экраном из дымчатого конт- растного стекла
43ЛК2Б	270 × 370	то же	6,3	0,66	—100 ÷ 425	14,0	300	—60	С прямоугольным экраном и ионной ловушкой
53ЛК2Б	340 × 480	„	6,3	0,6	—100 ÷ 425	16,0	300	—60	С прямоугольным экраном из контрастного стекла и ион- ной ловушкой

тора посылают через диафрагму три луча так, что каждый из лучей всегда попадает только на один сорт точек, либо на красные, либо на синие, либо на зелёные, и даёт изображение определённого цвета — красного, синего или зелёного. При одновременной работе всех трёх лучей при соответствующей регулировке их интенсивности на экране получается цветное изображение, по качеству не уступающее цветному кино.

Конструкции трубок для воспроизведения цветного изображения технологически очень сложны и дороги и поэтому такие трубки пока ещё не получили широкого распространения.

В табл. 18.6 указаны основные данные некоторых кинескопов, изготавливаемых нашей промышленностью.

§ 18.6. Электронные переключатели

Основные типы электронных переключателей

Электронными переключателями называют приборы, в которых переключение различных электрических цепей осуществляется путём перемещения электронного потока.

Впервые техническое применение электронного потока в качестве токораспределителя было описано в 1919 г. И. Г. Фрейманом. Широкое развитие многоканальной связи, телеметрии и телеуправления, счётно-решающих и других устройств вызвало повышенный интерес к развитию и усовершенствованию электронных переключателей. Их применение в такого рода устройствах связано с необходимостью осуществлять очень быстрое переключение электрических цепей, которое не может быть обеспечено простой механической системой.

Конструкции электронных переключателей можно разделить на три основные группы: электронно-лучевые, радиальные и трохотроны.

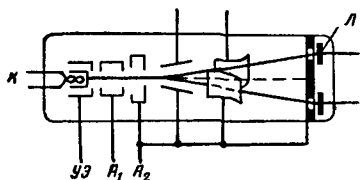


Рис. 18.33

Электронно-лучевые переключатели (рис. 18.33) по своему устройству имеют много общего с обычными электронно-лучевыми трубками. Фокусирующие и отклоняющие системы у них такие

же, а вместо экрана устанавливается система контактных электродов-ламелей $Л$, замыкаемых поочерёдно перемещающимся в трубке электронным лучом.

Радиальные переключатели (рис. 18.34) по своему устройству и внешнему виду подобны обычным электронным лампам. В этих приборах электроны, излучаемые цилиндрическим катодом K по всем направлениям, формируются в электронный луч 2,

направленный по радиусу цилиндрической системы электродов. Для фокусирования электронов в узкий пучок используются электрические и магнитные электронно-оптические системы. Заставляя вращаться этот пучок электронов путём воздействия на него электрических и магнитных вращающихся полей, осуществляют переключение контактных ламелей \mathcal{L} прибора и тем самым последовательное замыкание электрических цепей различных абонентов.

Электронно-лучевые и радиальные переключатели на практике широкого применения не получили вследствие ряда присущих им серьёзных недостатков, поэтому мы рассмотрим только последнюю группу электронных переключателей-трохотронов, обладающих наиболее широкими и многообразными возможностями их практического использования.

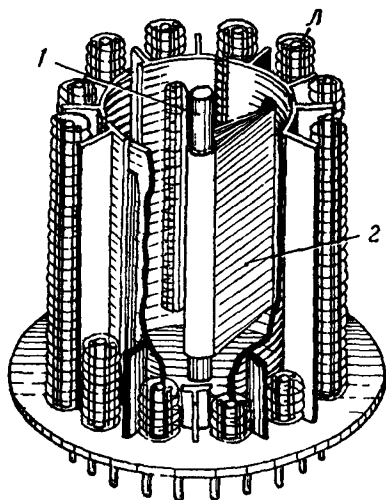


Рис 18.34

Принцип действия трохоотронов

Трохотроны представляют собой электронные переключатели, действие которых основано на управлении потоком электронов, движущихся во взаимно-перпендикулярных однородных электрическом и магнитном полях по трохоидальным траекториям (§ 4.4), чем и обусловлено название приборов. Важной особенностью такого движения электронов является их перемещение по эквипотенциальным линиям электрического поля, в отличие от обычных электронных приборов, в которых электронный поток направлен от электрода с более низким к электроду с более высоким потенциалом, т. е. перпендикулярно эквипотенциалам.

Принцип управления трохоидальным электронным лучом можно пояснить, пользуясь рис. 18.35. Между двумя пластинами A и P расположен цилиндрический катод K , управляющий электрод \mathcal{L} и две пластины \mathcal{P}_1 и \mathcal{P}_2 . Вдоль оси катода действует магнитное поле. Между электродами A и P приложена некоторая разность потенциалов, например $U_{AP} = 100$ в.

Электроны, испускаемые катодом, образуют плоский луч и двигаются под действием электрического и магнитного полей по трохоидальным траекториям вдоль эквипотенциальных поверхностей электрического поля.

Пусть потенциал пространства, где расположен катод, равен 50 в. Если на управляющий электрод \mathcal{L} подать напряжение также 50 в, то электронный луч будет перемещаться вдоль эквипотенциали 50 в и почти полностью попадёт на электрод \mathcal{L} , образуя в его цепи электрический ток. Если же потенциал элект-

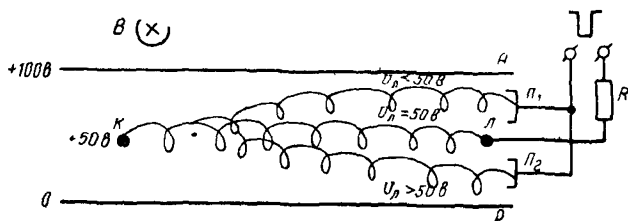


Рис. 18.35

рода \mathcal{L} меньше 50 в, то эквипотенциальные поверхности около него деформируются, луч пойдёт выше электрода \mathcal{L} и попадёт на пластину Π_1 . Если потенциал электрода \mathcal{L} больше 50 в, то электронный луч пройдёт под ним и попадёт на пластину Π_2 . В том и другом случае ток электрода \mathcal{L} уменьшается практически до нуля. Таким образом, путём изменения потенциала управляющего электрода \mathcal{L} относительно электрода \mathcal{A} можно перебрасывать электронный луч с одного направления на другое.

Вольтамперная характеристика управляющего электрода представлена на рис. 18.36. Максимум тока в цепи электрода соответствует напряжению на нём, равному 50 в. При изменении этого напряжения в сторону уменьшения или увеличения ток управляющего электрода падает, а ток первой или второй пластин соответственно растёт.

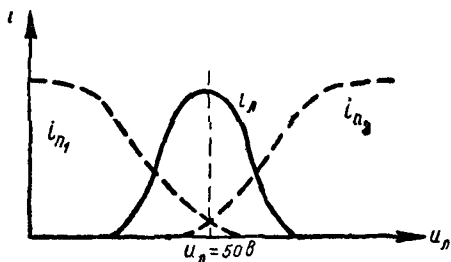


Рис. 18.36

Перебрасывание электронного луча с одной пластины на другую можно осуществить автоматически, если в цепь управляющего электрода \mathcal{L} включить сопротивление R , как показано на рис. 18.35, а на пластины Π_1 и Π_2 подавать отрицательные импульсы напряжения относительно элект-

рода \mathcal{L} . Электронный луч, нормально находившийся на пластине Π_2 ($U_{\mathcal{L}} > 50$ в), при подаче на неё отрицательного импульса перебросятся на управляющий электрод и образует в его цепи ток. Напряжение на этом электроде упадёт за счёт падения напряжения на сопротивлении R , станет меньше 50 в и луч перебросятся на пластину Π_1 . Длительность процесса переброса оп-

ределяется постоянной времени $\tau = RC$, где C — ёмкость управляющего электрода относительно всех других электродов, и составляет обычно величину порядка единиц микросекунд.

Первые практические конструкции трохотронов были описаны в 1948 г. Современные трохотроны по конструкции можно разделить на три группы: линейные трохотроны, бинарные и двумерные.

Линейные трохотроны

Принцип устройства линейного десятиканального трохотрона представлен на рис. 18.37. В стеклянной трубке помещены следующие электроды: K — катод; P — отрицательный отно-

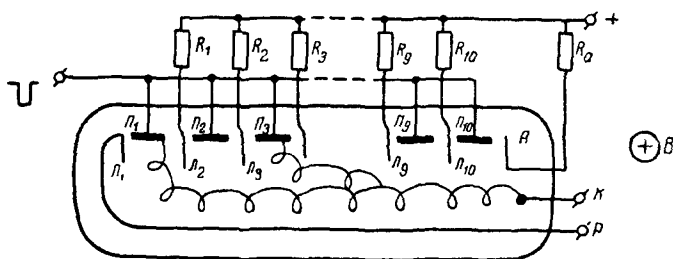


Рис. 18.37

сительно катода электрод, называемый рельсом; A — анод; L_1, L_2, \dots, L_{10} — система электродов, называемых лопатками, и P_1, P_2, \dots, P_{10} — система электродов, называемых пластинами. Число лопаток и пластин ограничивается лишь технологическими трудностями.

На анод, лопатки и пластины подаются положительные относительно катода напряжения. Вдоль оси катода направлено магнитное поле. Электроны, испускаемые катодом, движутся вдоль рельса P по трохоидальным траекториям, пробегая мимо всех лопаток, если их потенциалы равны или близки к потенциалу анода и почти полностью попадают в последнюю ячейку на пластину P_1 , так как первая лопатка L_1 соединена с рельсом. Если понижать потенциал лопатки L_2 , то по мере его приближения к значению потенциала эквипотенциали, по которой идёт луч, на лопатку L_2 будет попадать часть луча и в цепи лопатки L_2 появится ток. При дальнейшем понижении потенциала лопатки L_2 ток в её цепи растёт, достигает максимума и затем падает, а луч перебрасывается на пластину P_2 . Понижение потенциала лопатки L_3 приводит к перебросу луча на пластину P_2 и т. д.

Для использования линейного трохотрона в качестве переключателя все лопатки через сопротивления $R_1, R_2, R_3, \dots, R_9$, присоединяются к аноду, а на пластины, соединяемые вместе,

подаются отрицательные относительно лопаток импульсы. Тогда переброс луча из ячейки осуществляется автоматически подобно тому, как было указано выше (рис. 18.35). Выходные импульсы снимаются с лопаток. Форма импульса получается прямоугольной. При этом импульсы каждого канала следуют непосредственно один за другим. Когда электронный луч попадает в последнюю, десятую, ячейку, можно осуществить обратный переброс луча в первую ячейку на пластину Π_1 . Для этого в цепь анода включают дополнительное сопротивление R_a . Последующий импульс, понижая потенциал десятой пластины, перебрасывает луч на анод, что приводит к падению напряжения на сопротивлении R_a и к такому уменьшению тока луча, что часть его, поступающая на последнюю лопатку Π_{10} и производящая блокировку луча в последней ячейке, уменьшается, потенциал этой лопатки возрастает и луч опять направляется мимо всех лопаток вдоль рельса в первую ячейку и трохотрон опять готов к действию. В некоторых конструкциях приборов самовозвращение луча осуществляется при помощи специального электрода.

В трохотроне можно осуществить переключение электронного луча из ячейки в ячейку без подачи внешних импульсов. Для этого в цепи пластин включаются также сопротивления $R_{\Pi_1}, R_{\Pi_2} \dots, R_{\Pi_{10}}$ (на схеме не показаны) и подбираются они так, чтобы потенциал пластины снижался до величины меньшей, чем напряжение переброса луча; тогда луч автоматически перебрасывается в последующую ячейку.

Нашей промышленностью выпускаются линейные трохотроны цилиндрической конструкции (типа ЛП4). Внешний вид такого трохотрона показан на рис. 18.38а, принцип устройства — на рис. 18.38б, а основные данные приведены в табл. 18.7.

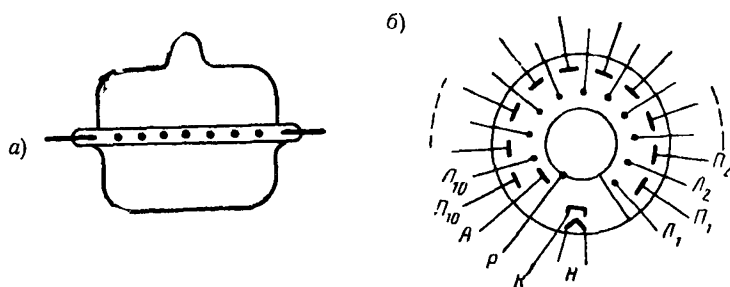


Рис 18.38

Дальнейшим развитием линейного трохотрона является так называемый кольцевой. В кольцевом трохотроне, в противоположность обычному линейному, функции приёма электронного луча и его переключения разделены, т. е. выполняются независимыми электродами, что часто является весьма желательным.

Таблица 18.7

Тип трохотрона	Оформление	Число каналов	Катод	$U_n, \text{ в}$	$I_n, \text{ а}$	$I_k, \text{ ма}$	$U_{a1}, \text{ в}$	$U_{a2}, \text{ в}$	$U_{p1}, \text{ в}$	$U_{p2}, \text{ в}$	$U_a, \text{ в}$	$U_n, \text{ в}$	$H, \text{ з}$
ЛП4 линейный	стекл.	10	Оксид. подогревный	4	0,27	2	150	—	—70	—	85	85	320
ЛП5 бинарный	то же	8	То же	4	0,27	3	100	110	0	—40	110	110	320

Принцип устройства кольцевого трохотрона на десять каналов представлен на рис. 18.39. В этом приборе рельс и анод отсутствуют, а лопатки и пластины располагаются вокруг цилиндрического катода. При положительном потенциале лопаток и соответствующем значении напряжённости магнитного поля электроны, перемещаясь по трохоидальным траекториям, будут вращаться вокруг катода, проходя мимо всех лопаток. Если же потенциал одной из лопаток понизить, то картина поля под этой лопаткой изменится и на пути вращения электронного потока (между лопаткой и катодом) образуется препятствие в виде потенциального барьера. Тогда часть электронного потока, не доходя до лопатки с пониженным потенциалом, завернёт в ячейку, находящуюся перед этой лопаткой. В каждой ячейке, кроме основной переключающей лопатки L , помещается дополнительная, управляющая лопатка L_y для обеспечения надёжного попадания луча только в одну ячейку от соответствующего импульса. На дополнительные лопатки подаются управляющие импульсы, что позволяет цепи пластин Π использовать в качестве независимых выходных цепей. Управляющая сетка C используется для модулирования электронного потока. Кольцевые трохотроны разработаны на 10 и 16 каналов с частотой переключения до $3,6 \text{ Мгц}$ при выходном токе 20 ма и напряжении пластин $100\text{—}200 \text{ в}$. В приборе предусмотрена внутренняя индикация положения луча. Для этой цели выходные пластины покрываются флуоресцирующим веществом и при попадании на них луча светятся. Кольцевые трохотроны имеют ряд существенных достоинств. Большие выходные токи позволяют снимать нужные напряжения с малых сопротивлений нагрузки, что обеспечивает крутой фронт импульсов. Один трохотрон заменяет несколько ламп, что значительно упрощает схему.

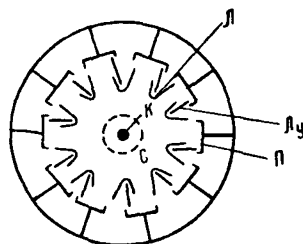


Рис. 18.39

Бинарные трохотроны

Принцип устройства трохотрона, называемого бинарным, представлен на рис. 18.40а. Его внешний вид аналогичен линей-

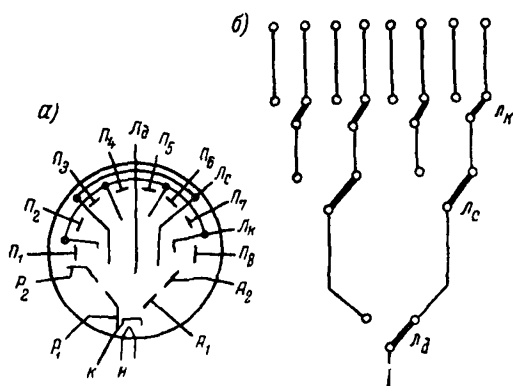


Рис. 18.40

ному трохотрону цилиндрической конструкции (рис. 18.38). В отличие от линейного трохотрона здесь имеются три группы лопаток: длинная L_d , средние L_c и короткие L_k . Для улучшения параметров в приборе имеются два рельса и два анода. Первый рельс имеет нулевой потенциал и используется для формирования электронного луча, первый анод имеет поло-

жительный потенциал, несколько меньший потенциала второго анода и используется для регулирования тока луча. Для того чтобы осуществить последовательный переброс луча из ячейки в ячейку, необходимо изменять напряжения на лопатках в определенной последовательности. Необходимые комбинации напряжений лопаток, определяющие положение луча, приведены в табл. 18.8.

Таблица 18.8

Положение луча на пластине	Напряжения лопаток		
	короткой	средней	длинной
P_1	110	110	110
P_2	—40	110	110
P_3	110	—40	110
P_4	—40	—40	110
P_5	110	110	—40
P_6	—40	110	—40
P_7	110	—40	—40
P_8	—40	—40	—40

Наличие лопаток различной длины приводит к новому качеству прибора. Изменением потенциала длинной лопатки L_d луч направляется в ту или другую половину прибора на среднюю

лопатку \mathcal{L}_c , средняя лопатка направляет луч в одну из четвертей этой половины на короткую лопатку \mathcal{L}_k , а последняя направляет луч на ту или другую соседнюю пластину. Таким образом, в каждом переключении имеются две степени свободы, поэтому такие переключатели названы бинарными. Действие бинарного трохотрона эквивалентно релейной схеме, изображённой на рис. 18.40б и называемой пирамидой. Никакой другой электронный прибор не позволяет осуществить схему переключения типа пирамиды. Бинарные трохотроны выпускаются нашей промышленностью под маркой ЛП5. Основные данные этого трохотрона приведены в табл. 18.7.

Двумерный трохотрон

Принцип устройства трохотрона, называемого двумерным, приведён на рис. 18.41. В таком приборе имеется шесть групп (1—6) горизонтальных лопаток $\mathcal{L}_Г$, расположенных в трёх секциях, и две вертикальные лопатки $\mathcal{L}_В$. Между горизонтальными лопатками расположены три группы пластин \mathcal{P} (по шесть пла-

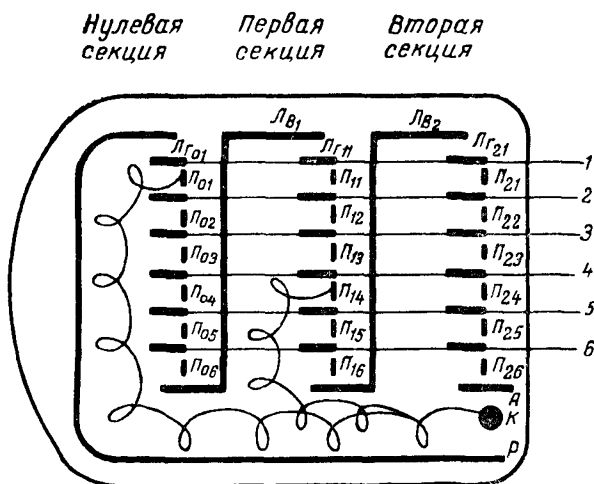


Рис 18.41

стин в каждой секции), образующих вместе с горизонтальными лопатками ячейки, как в линейном трохотроне. Кроме того, в приборе имеется катод K , анод A и рельс P .

Если вертикальные и все горизонтальные лопатки, кроме первой группы, а также все пластины имеют положительный потенциал, а на первую группу лопаток подать отрицательное напря-

жение, то электронный луч, следуя вдоль рельса P по эквипотенциальной поверхности, попадёт в первую ячейку нулевой секции на пластину P_{01} . Чтобы перебросить луч в другую ячейку, например в четвёртую ячейку первой секции, т. е. на пластину P_{14} , на горизонтальные лопатки четвёртой группы и на первую вертикальную лопатку подаётся отрицательное напряжение; тогда эквипотенциальная поверхность перемещается в первую секцию и луч попадает на пластину P_{14} .

Таким образом, электронный луч направляется на любую заданную пластину посредством изменения напряжений на двух лопатках — вертикальной и горизонтальной, соответствующих заданной пластине, т. е. любое положение луча определяется двумя независимыми значениями напряжений, как бы двумя координатами, поэтому такие конструкции трохотронов называют двумерными, или координатными.

Электронные переключатели типа трохотрон обладают целым рядом весьма ценных качеств. Они просты по конструкции, имеют малые габариты и потребляемую мощность, магнитное поле создаётся постоянными магнитами и требования к его однородности и стабильности невелики. Трохотроны обеспечивают большую скорость переключений при хорошей форме импульсов с большой амплитудой ($10 \div 100$ в) и могут найти применение, помимо модуляции и демодуляции сигналов при фазо-импульсной связи, в качестве счётчиков импульсов от однократных до 10^5 *имп/сек* и больше, в качестве электронных линий задержки для измерения промежутков времени длительностью от единиц микросекунд до нескольких минут, в качестве генераторов импульсов и др.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАЗРЯД В ГАЗЕ

§ 19.1. Общие сведения об ионных приборах

Ионными приборами называются разрядные электровакуумные приборы, наполненные газом или парами. Эти приборы называют также *газоразрядными*.

В качестве наполнителя обычно используются пары ртути или инертные газы: неон, аргон, гелий, ксенон, криптон. Эти газы химически не взаимодействуют с материалом электродов и поэтому давление газа в приборе при работе остаётся практически постоянным. Некоторые специальные ионные приборы (импульсные тиратроны, высокочастотные разрядники) наполняют водородом или смесью водорода с парами воды. В таких приборах для поддержания давления газа внутри баллона часто применяют специальные накопители (генераторы) водорода (см. § 20.5).

Величина давления газа в ионных приборах выбирается самой различной в зависимости от типа прибора и его назначения — от тысячных долей миллиметра ртутного столба до давлений, превышающих атмосферное. В большинстве ионных приборов, применяемых в технике связи, давление газа порядка $10^{-2} \div \div 10^{-1}$ мм рт. ст.

При ртутном наполнении разряд происходит в насыщенных парах ртути. В прибор вводится капля ртути, с поверхности которой происходит испарение, или применяется жидкий ртутный катод, который служит не только источником электронов, но также источником ртутных паров. Давление насыщенных паров ртути существенно зависит от температуры и при комнатных температурах имеет порядок $10^{-2} \div 10^{-3}$ мм рт. ст. Убывание количества паров ртути в разрядном пространстве, происходящее за счёт их конденсации и химических реакций с материалом электродов, восполняется непрерывным испарением ртути с поверхности капли или ртутного катода.

При тех давлениях газа, какие имеют место в ионных приборах, движение электронов в междуэлектродном пространстве происходит в условиях столкновений электронов с атомами и молекулами газа. В результате столкновений происходят возбуж-

дение и ионизация атомов газа. Поэтому в электрических процессах в ионных приборах наряду с электронами принимают участие также ионы газа. Естественно, что свойства и характеристики ионных и высоковакуумных приборов существенно различаются: физические процессы с участием двух видов заряженных частиц (электронов и ионов) отличаются большей сложностью по сравнению с процессами в высоковакуумных электронных приборах.

§ 19.2. Возбуждение и ионизация атомов газа

Вероятность столкновений электронов с атомами и молекулами газа зависит от давления газа. Для оценки этой вероятности можно воспользоваться величиной средней длины свободного пробега электрона, под которой понимается среднее расстояние, проходимое электроном от одного столкновения до другого.

Средняя длина свободного пробега электрона, согласно выводам кинетической теории газов, в $4\sqrt{2}$ раз больше среднего свободного пробега молекул газа, в котором движется электрон, и так же, как для газовых молекул, она изменяется обратно пропорционально давлению газа, т. е. $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{P_2}{P_1}$, где λ_1 и λ_2 — средние свободные пробеги электрона при давлениях P_1 и P_2 .

Если средний свободный пробег электронов равен λ и расстояние от катода до анода равно r_a , то отношение числа электронов, проходящих это расстояние без столкновения с газовыми частицами, ко всему числу движущихся электронов определяется формулой

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\frac{r_a}{\lambda}}. \quad (19.1)$$

Результат столкновения электрона с атомом или молекулой газа может быть различным в зависимости от скорости электрона. При очень малых скоростях имеют место только так называемые *упругие столкновения*, при которых электрон, сталкиваясь с атомом и передавая ему очень малую часть своей энергии, изменяет только его скорость, но внутри самого атома никаких изменений не производит.

При увеличении скорости движения электрон при ударе об атом передаёт ему большее количество энергии, вследствие чего внутри атома происходят некоторые изменения; такие столкновения называются *неупругими столкновениями первого рода*. Результатом неупругого столкновения может быть *возбуждение* атома или *ионизация* его. Атом оказывается возбуждённым, когда один из электронов атома, получая энергию от извне пришедшего электрона, переходит от своего нормального уровня

энергии W_n к одному из возможных в данном атоме, более высоких уровней энергии W_m . В возбуждённом состоянии атом может существовать очень малое время (порядка 10^{-8} сек) и быстро возвращается к своему нормальному энергетическому состоянию, испуская квант энергии $\varepsilon = h\nu$, т. е. испуская свет определённой частоты ν .

Для возбуждения атома электрон, сталкивающийся с ним, должен сообщить ему энергию, равную разности уровней энергии ($W_m - W_n$). Электрон приобретает эту энергию, если пройдёт ускоряющую разность потенциалов $U_{возб} = \frac{W_m - W_n}{e}$, величина $U_{возб}$ называется *потенциалом возбуждения газа*.

При ещё большей скорости электрон, сталкиваясь с атомом, может отделить от него один электрон, вследствие чего атом превращается в положительный ион. Явление это называется *ударной ионизацией*.

Наименьшая энергия $W_{ион}$, которой должен обладать электрон, чтобы ионизировать атом, подобно энергии возбуждения, различна для разных газов и измеряется величиной *потенциала ионизации* $U_{ион} = \frac{W_{ион}}{e}$. В табл. 19.1 приведены измеренные в вольтах значения потенциала возбуждения и потенциала ионизации для некоторых газов.

Т а б л и ц а 19.1

Газ	$U_{возб}, \text{ в}$	$U_{ион}, \text{ в}$	Газ	$U_{возб}, \text{ в}$	$U_{ион}, \text{ в}$
Водород	10,1	15,9	Азот	8,2	16,7
Гелий	19,77	24,5	Кислород . . .	7,9	15,5
Неон	16,58	21,5	Пары ртути ..	4,86	10,4
Аргон	11,57	15,7			

Если электрон сталкивается с уже возбуждённым атомом, то для ионизации этого атома требуется энергия меньшая, чем для ионизации атома в нормальном состоянии; за счёт такой *ступенчатой ионизации* может иногда возникать ионизация в газе и в том случае, когда приложенная к электродам прибора и действующая на электроны ускоряющая разность потенциалов меньше потенциала ионизации. Возможность ступенчатой ионизации облегчается тем, что вследствие столкновений атомов с электронами в газе имеются так называемые *метастабильные* атомы. Согласно теории атома, в нём могут быть такие уровни энергии, с которых прямой переход к нормальному состоянию невозможен (метастабильное, или полуустойчивое состояние); если вследствие столкновения атом приобрёл такой

уровень энергии, то для перехода к нормальному уровню нужно предварительно поднять его электрон на более высокий уровень энергии, с которого прямой переход к нормальному состоянию возможен. В метастабильном состоянии атомы могут существовать относительно долгое время (тысячные и сотые доли секунды), вследствие чего велика вероятность их ступенчатой ионизации. Наличие метастабильных атомов увеличивает и вероятность *неупругих столкновений второго рода*, происходящих в том случае, когда возбуждённый атом, сталкиваясь с электроном или другим атомом, отдаёт этой частице свою энергию.

При некоторой приложенной извне разности потенциалов между электродами ионного прибора возникает *газовый разряд*. Этот разряд может происходить как при накаливаемом, так и при холодном катоде.

§ 19.3. Несамостоятельный разряд в газе при накалённом катоде

Пусть в диод с накалённым катодом введено некоторое количество газа, а на анод подано положительное напряжение $U_a > U_{ион}$ (рис. 19.1а). Двигаясь в газовой среде от катода к аноду, электроны сталкиваются с атомами газа и производят их ударную ионизацию и возбуждение. Положительные ионы, образовавшиеся при ионизации, направляются к катоду и частично нейтрализуют электронный пространственный заряд в лампе, имеющий наибольшую плотность около катода. В результате этого при том же анодном напряжении U_a анодный

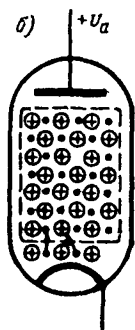
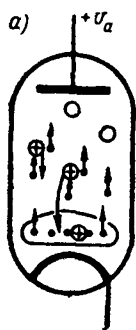


Рис. 19.1

ток, ограничиваемый тормозящим полем электронного пространственного заряда, возрастает, а сопротивление прибора уменьшается. Электроны, образовавшиеся в результате ионизации, движутся к аноду и вместе с электронами, идущими от катода, участвуют в переносе конвекционного тока, наведении токов во внешней цепи прибора, а также — при достаточной своей скорости — в возбуждении и ионизации других атомов газа. В то время как электроны с большими

скоростями продвигаются к аноду, положительные ионы, являющиеся крупными частицами с большой массой, приобретают под действием поля анод — катод относительно небольшие скорости и, медленно двигаясь к катоду, находятся в междупространстве более длительное время, чем электроны. Поэтому каждый положительный ион при своём движении к ка-

тоту может нейтрализовать отрицательный заряд большого числа проходящих мимо него электронов. Увеличение анодного тока из-за частичной нейтрализации прикатодного электронного пространственного заряда приводит к росту интенсивности ионизации, т. е. к увеличению числа положительных ионов, а это, в свою очередь, вызывает рост анодного тока благодаря более полной нейтрализации электронного пространственного заряда около катода положительными ионами.

Если давление газа невелико (например, не превышает 10^{-4} мм рт. ст), то при анодных напряжениях U_a , даже в десятки раз превышающих величину потенциала ионизации $U_{ион}$, количество возникающих ионов обычно бывает недостаточным для того, чтобы полностью компенсировать объёмный заряд электронов. Минимум потенциала у катода остаётся и характеристики лампы, как и при самом высоком вакууме, в основном определяются законом степени $3/2$.

Если же в лампу введено большее количество газа, соответствующее, например, давлениям порядка $10^{-1} \div 10^{-3}$ мм рт. ст, тогда процессы возбуждения и ионизации становятся более интенсивными и могут при приложении анодного напряжения U_a лавинообразно нарастать. Тогда в приборе возникает или, как говорят, «зажигается» газовый разряд (рис. 19.16). При этом электронный пространственный заряд около катода полностью компенсируется зарядом положительных ионов и в этой области даже образуется избыточный положительный объёмный заряд. Минимум потенциала у катода исчезает, а вместе с этим прекращается и ограничение анодного тока полем электронного объёмного заряда, прекращается действие закона степени $3/2$. Ток в таком приборе уже не может ограничиваться самим прибором (вплоть до анодных токов, равных току эмиссии катода), а зависит от величины добавочного сопротивления $r_{доб}$, включаемого во внешнюю цепь лампы последовательно с источником анодного напряжения E_a .

После зажигания разряда изменяет свой характер и газовая среда в ионном приборе: за исключением прикатодной области, всё остальное междуэлектродное пространство заполнено сильно ионизированным газом, в котором концентрации положительных ионов и электронов весьма велики (порядка $10^{12} - 10^{13}$ 1/см³) и приблизительно одинаковы. Такой сильно ионизированный газ называется *электронно-ионной плазмой* (или просто *плазмой*) и является смесью нейтрального газа, газа положительных ионов и «электронного» газа; некоторое количество частиц нейтрального газа находится в возбуждённом состоянии.

В электронно-ионной плазме наряду с процессами возбуждения и ионизации происходят и обратные процессы: переход возбуждённых атомов в нормальное состояние и рекомбинация

электронов и ионов с образованием нейтральных атомов¹⁾: В каждом данном (стационарном) режиме ионного прибора в нём устанавливается динамическое равновесие между прямыми и обратными процессами и некоторая определённая концентрация ионов и электронов в каждом элементе объёма внутри прибора.

На ионизацию и возбуждение атома при столкновении электрон затрачивает определённое количество энергии, полученной им от внешнего источника питания прибора. При рекомбинации и переходах электронов на более низкие (нормальные) энергетические уровни энергия выделяется в виде квантов света определённой частоты и обычно наблюдается свечение газа или паров ртути. Цвет свечения, как и потенциалы ионизации и возбуждения, зависят от рода газа.

Падение напряжения в плазме невелико, оно составляет единицы и даже доли вольта на 1 см длины разрядного промежутка. Поэтому в плазме направленное движение электронов и ионов под действием электрического поля значительно слабее беспорядочного (хаотического) движения этих заряженных частиц, которое им присуще так же, как и нейтральным частицам газа.

Основное падение напряжения при разряде в газе сосредоточивается в области положительного объёмного заряда около катода (рис. 19.2). Оно называется *катодным падением* (U_k). Незначительное падение напряжения может наблюдаться около анода. Оно называется *анодным падением*.

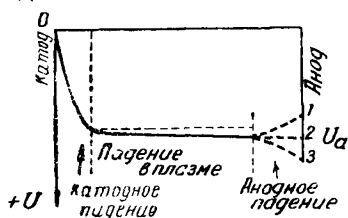


Рис. 19.2

В рассмотренном нами случае разряда в газе при накаливаемом катоде основная функция положительных ионов заключается в нейтрализации электронного объёмного заряда в междueleктродном пространстве прибора, в первую очередь — около катода. Благодаря этому

уже при относительно небольших анодных напряжениях ($U_a \approx U_{и.к.}$) становится возможным отбор с катода значительных токов, близких к его току эмиссии. Вследствие этого сопротивление ионных приборов с накаленным катодом доходит до нескольких ом и даже долей ома.

Другая функция положительных ионов — их участие наряду с электронами в переносе тока — не является в количественном отношении существенной. При разряде в ртутных парах лишь около 0,25% конвекционного тока переносится ионами, а весь остальной ток — электронами. Объясняется это значительно меньшей подвижностью ионов по сравнению с подвижностью

¹⁾ Рекомбинация в основном происходит на стенках прибора

электронов. Следовательно, и в ионных приборах роль электронов является весьма существенной.

Процессы зажигания газового разряда и деионизации после прекращения разряда, в которых участвуют наряду с электронами также ионы газа, являются значительно более инерционными, чем электронные процессы в высоковакуумных приборах. Для возникновения разряда в ионных приборах обычно требуется время порядка $10^{-6} \div 10^{-7}$ сек, а на деионизацию значительно большее — до $10^{-4} \div 10^{-3}$ сек. Поэтому наибольшая рабочая частота в ионных приборах часто ограничивается величиной $1 \div 10$ кГц. Кроме того, характеристики ионных приборов, как правило, менее стабильны, чем у электронных приборов. В ионных приборах с накалившимся катодом неблагоприятным является также то, что активированный катод при разряде подвергается бомбардировке относительно тяжелыми (по сравнению с электронами) положительными ионами, что легко может вывести катод из строя. При разряде в инертных газах предельно допустимая величина анодного напряжения, которую может выдержать оксидный катод без повреждения, не превышает 30 в, а в ртутных парах — $18 \div 24$ в.

Наличие накалившегося катода облегчает зажигание и поддержание газового разряда. Но накалившийся катод не является обязательным для ионных приборов: под действием положительных ионов электронная эмиссия может осуществляться и при холодном катоде.

§ 19.4. Самостоятельный разряд в газе

Глеющий разряд

Примером ионных приборов, в которых газовый разряд происходит при холодном катоде, может служить разрядная трубка (рис. 19.3а), наполненная разреженным газом и имеющая два электрода в виде плоских металлических дисков — катод (К) и анод (А). При включении анодного напряжения и отсутствии ионизации распределение потенциала в такой трубке было бы близким к линейному (прямая ОС на рис. 19.3б). Но вследствие того, что внутри трубки, как и в окружающем нас пространстве, всегда имеется некоторое, хотя и небольшое, количество электронов и ионов (например, из-за ионизирующего действия космических лучей и радиоактивного излучения), то можно считать, что в любом ионном при-

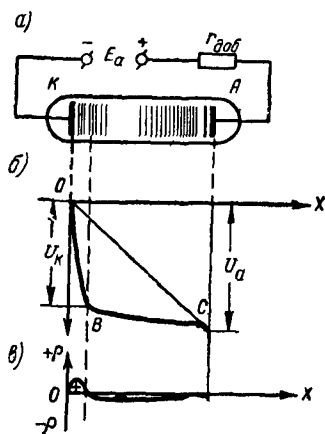


Рис. 19.3

боре предварительная ионизация газа всегда существует. Поэтому при приложении анодных напряжений, достаточных для осуществления лавинообразно нарастающей ионизации (практически для этого здесь требуются U_a порядка $200 \div 600$ в), в трубке зажигается газовый разряд. Образовавшиеся при ионизации положительные ионы своим пространственным зарядом существенно изменяют картину распределения потенциала в междуэлектродном пространстве (кривая *ОВС* на рис. 19.3б). При этом положительные ионы выполняют не только функции нейтрализации электронного пространственного заряда и участия в переносе тока, но, подходя близко к катоду и бомбардируя его, они также вызывают электронную эмиссию из холодного катода. Тем самым обеспечиваются условия для поддержания стационарного разряда в трубке. Такой разряд, в отличие от рассмотренного ранее разряда в газе при накалинном катоде, называется *самостоятельным*. Разряд же при накалинном катоде, как и другие виды газового разряда, при которых энергия, необходимая для эмиссии катода, получается от отдельного внешнего источника, называют *несамостоятельным*.

Для существования самостоятельного разряда необходимо, чтобы каждый электрон, выходящий с катода и попадающий на анод, в результате всех процессов, происходящих в разрядном пространстве, обеспечил бы выход из катода не менее одного нового электрона. Теоретический расчёт показывает, что величина разности потенциалов, необходимая для возникновения самостоятельного разряда, или величина так называемого *потенциала зажигания* U_z , равна

$$U_z = U_{ион} \frac{pr}{\text{const} + \ln(pr)}. \quad (19.2)$$

Выражение (19.2) показывает, что потенциал зажигания для данного газа зависит от произведения давления газа p на расстояние между электродами r . Вид функции $U_z = f(pr)$ (её называют «кривой Пашена») показан на рис. 19.4, из которого видно, что для определённого оптимального значения pr потенциал

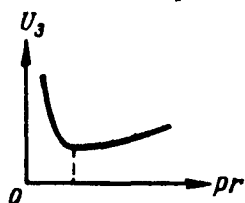


Рис. 19.4

зажигания имеет минимальную величину. Вообще потенциал U_z всегда значительно больше потенциала ионизации $U_{ион}$.

При больших, чем оптимальное, значениях произведения pr зажигание разряда затруднено вследствие того, что электроны на пути к аноду испытывают слишком большое число столкновений и поэтому на каждой длине свободного про-

бега приобретают, при данной разности потенциалов между электродами U , меньшую энергию для ионизации атомов. Наличие восходящей левой ветви кривой Пашена объясняется тем,

что при малых междуэлектродных расстояниях (или давлениях газа) электроны на пути к аноду испытывают слишком малое число столкновений, вследствие чего образование электронных лавин для зажигания разряда также затрудняется.

Примеси к данному газу других газов, даже в небольших количествах, значительно изменяют величину потенциала зажигания. Этим широко пользуются в технике ионных приборов для снижения U_z ; на рис. 19.5 показаны кривые $U_z = f(p)$ для чистого неона и для неона с различной степенью примеси водорода. Уменьшение потенциала зажигания для смеси неона с водородом объясняется тем, что при напряжении между электродами 150+

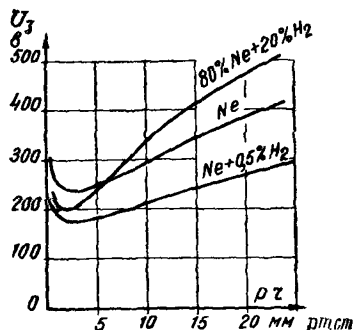


Рис. 19.5

го неона ещё не возникает, но уже образуются метастабильные атомы неона с большой энергией, которые, сталкиваясь с атомами водорода и отдавая им свою энергию, легко ионизируют их, что и приводит к зажиганию разряда в трубке. Отсюда следует, что для уменьшения U_z необходимо в качестве примесей брать газы с меньшими потенциалами ионизации, чем у основного газа.

Когда величина разрядного тока в трубке мала (порядка единиц или десятков миллиампер) вследствие ограничения её включённым в цепь трубкой большим добавочным сопротивлением, возникающий самостоятельный разряд получается в виде *тлеющего* разряда. Выход электронов из катода при тлеющем разряде происходит под действием ударов положительных ионов о катод (вторичная электронно-ионная эмиссия).

Распределение потенциала и объёмного заряда вдоль оси трубки при тлеющем разряде показано на рис. 19.3б и в. Вблизи катода имеется избыточный положительный объёмный заряд, а плазма (или, как её часто называют — *положительный столб*), будучи близкой к электрически нейтральной, содержит небольшой избыток электронов. Основное падение напряжения, как и при разряде с накалившимся катодом (рис. 19.2), сосредоточивается вблизи катода. Но при тлеющем разряде величина катодного падения значительно (обычно в десятки раз) превышает величину U_k при разряде с накалившимся катодом.

Наиболее важной для существования тлеющего разряда является область катодного падения. Объясняется это тем, что именно на этом участке электроны, выбиваемые из катода, приобретают направленные к аноду скорости и вызывают ионизацию газа, а образующиеся здесь положительные ионы, двигаясь

к катоду, приобретают большие скорости, при которых выбивание электронов с катода происходит в количестве, требуемом для поддержания самостоятельного разряда.

Вольтамперная характеристика ионного прибора при тлеющем разряде показана на рис. 19.6, в левой его части. После

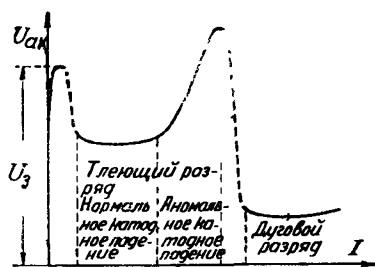


Рис. 19.6

возникновения разряда (при напряжении U_a) величина напряжения между анодом и катодом U_a несколько уменьшается, так как из-за увеличения интенсивности процессов ионизации поддержание самостоятельного разряда становится возможным и при $U_a < U_z$. При этом происходит перераспределение напряжения между ионным прибором и добавочным сопротивлением $r_{доб}$, включённым во внешнюю цепь последовательно с

источником питания E_a ; ток через прибор I_a растёт до тех пор, пока падение напряжения на сопротивлении $r_{доб}$ не станет равным разности $E_a - U_a$

$$I_a = \frac{E_a - U_a}{r_{доб}}. \quad (19.3)$$

При большой величине $r_{доб}$ в анодной цепи устанавливается незначительный ток I_a , и катодное свечение покрывает не всю поверхность катода, а только часть её. Увеличение тока, создаваемое уменьшением добавочного сопротивления $r_{доб}$ или увеличением напряжения источника E_a , сопровождается расширением свечения на поверхности катода. В таком режиме, пока не вся поверхность катода покрыта свечением, величина разрядного тока пропорциональна размерам светящейся поверхности катода, плотность же тока и величина катодного падения при этом остаются постоянными. Этот режим называется режимом *нормального катодного падения*. Вольтамперная характеристика в режиме нормального катодного падения близка к горизонтальной — рост тока через прибор происходит при почти постоянном напряжении между электродами U_a .

При давлениях газа порядка нескольких десятков миллиметров ртутного столба величина нормального катодного падения зависит только от материала катода и рода газа и для определённой пары металл—газ остаётся постоянной. В табл. 19.2 указаны значения нормального катодного падения в вольтах для различных материалов. Как показывают экспериментальные исследования, нормальное катодное падение в одном и том же газе при разных катодах прямо пропорционально работе выхода катода

$$U_{кн} = \kappa \varphi_0 \quad (19.4)$$

Таблица 19.2

Материал катода	Газ					
	воздух	водород	азот	гелий	неон	аргон
	нормальное катодное падение, α					
Калий	—	94	170	59	68	64
Магний	224	153	188	125	94	119
Алюминий	229	171	179	141	120	100
Железо	269	198	215	161	—	131
Платина	277	276	216	160	152	131

Из табл. 19.2 видно, что для получения меньшего значения нормального катодного падения следует применять металлы с малой работой выхода; для этой цели в ряде приборов с тлеющим разрядом применяют катоды с активированными поверхностями, используя для этого торий, барий или цезий.

Нормальное катодное падение сильно зависит от примесей, содержащихся в газе, чем также пользуются для снижения его величины. В процессе работы прибора с тлеющим разрядом нормальное катодное падение может изменяться вследствие изменения свойств поверхности катода из-за распыления или химических реакций между веществом катода и газом. Небольшое влияние на величину нормального катодного падения оказывает также повышение температуры катода вследствие бомбардировки его ионами и связанное с этим уменьшение плотности газа у катода.

Плотность тока в режиме нормального катодного падения зависит от материала катода и рода газа. На её величину влияет давление газа (чем больше давление, тем больше нормальная плотность тока) и форма катода. При катоде, имеющем вогнутую поверхность, плотность тока получается в десятки раз больше, чем при плоских катодах.

Когда при увеличении тока вся поверхность катода покрывается свечением, дальнейшее повышение величины тока требует увеличения плотности тока на катоде, т. е. увеличения количества электронов, выбиваемых ионами с каждого квадратного сантиметра поверхности катода. Для этого ионы должны обладать большими скоростями, что может быть получено только при большей величине катодного падения. Этот режим называется режимом *аномального катодного падения* и характеризуется тем, что для увеличения тока необходимо повышать разность потенциалов на электродах разрядной трубки. Величина аномального катодного падения зависит от плотности тока и от

давления газа и может быть выражена следующей формулой:

$$U_{ка} = U_{кн} + \frac{c}{p} (I_a - I_n)^{1/2}, \quad (19.5)$$

где c — постоянная, p — давление газа, $U_{кн}$ — нормальное катодное падение, I_n — нормальная плотность тока, $U_{ка}$ и I_a — катодное падение и плотность тока в аномальном режиме. Аномальное катодное падение может во много раз превышать величину нормального катодного падения $U_{кн}$.

Дуговой разряд

Если увеличивать ток и напряжение на электродах газоразрядной трубки с аномальным тлеющим разрядом, то разряд при некоторой критической величине анодного напряжения скачком переходит в дуговой, характеризующийся значительным уменьшением напряжения на зажимах трубки и резким ростом тока (рис. 19.6)¹⁾. Образование дугового разряда происходит вследствие того, что при большой плотности тока и интенсивных процессах ионизации положительные ионы настолько близко подходят к катоду (на расстояние $d = 10^{-5} \div 10^{-6}$ см), что уже при катодном падении $U_k \approx 10$ в напряжённость электрического поля около катода $E_k = \frac{U_k}{d}$ достигает величин порядка $10^8 \div 10^7$ в/см, достаточных для того, чтобы вызвать значительную автоэлектронную эмиссию катода — вырывать электроны из холодного катода полем. При дуговом разряде интенсивная автоэлектронная эмиссия происходит не равномерно со всей поверхности катода, а лишь с небольшого его участка — так называемого *катодного пятна*. Это пятно при разряде беспорядочно перемещается по поверхности катода. Плотность тока автоэлектронной эмиссии с катодного пятна, как показывают эксперименты, достигает весьма больших значений ($10^5 \div 10^6$ а/см² и более).

Дуговой разряд с холодным катодом называется *автоэлектронной дугой*. Этот разряд, в отличие от рассмотренного в § 19.3 разряда при накалённом катоде, является самостоятельным. Полная разность потенциалов на электродах дуги относительно невелика ($10 \div 30$ в). Она равна сумме катодного падения, падения потенциала в столбе дуги и падения около анода (как это было показано на рис. 19.2). Токи, проходящие через прибор при дуговом разряде, могут достигать десятков, сотен и даже тысяч ампер. Сопротивление приборов с дуговым разря-

¹⁾ Для удобства и большей наглядности чертежа в этой характеристике масштабы тока и напряжения взяты на разных участках различные. Пунктиром показаны режимы, соответствующие переходным, в обычных условиях трудно наблюдаемым, формам разряда.

дом поэтому невелико, что чрезвычайно ценно при применении их в качестве автоматических реле и выпрямителей (вентилей).

При зажигании дугового разряда между угольными или металлическими электродами, находящимися в воздухе (при атмосферном давлении), обычно наблюдается сильное разогревание электродов и как следствие — обильная термоэлектронная эмиссия из них. Самостоятельный разряд в этом случае поддерживается за счёт термоэлектронной эмиссии катода и называется *термоэлектронной дугой*. Именно этот вид газового разряда впервые наблюдал в 1802 г. В. В. Петров.

Помимо тлеющего и дугового разрядов, в ионных приборах может также наблюдаться так называемый *тихий* разряд. Это — разряд с малым током, ограничиваемым большим внешним сопротивлением. При тихом разряде интенсивность процессов ионизации не настолько велика, чтобы существенно изменить распределение пространственных зарядов в междуэлектродном пространстве. Свечение газа отсутствует, и потому разряд иногда называется также *тёмным*. В ионных приборах тихий разряд существует лишь как переходная форма при зажигании тлеющего, коронного или дугового разрядов. Однако в некоторых электровакуумных приборах этот вид газового разряда может существовать стационарно. Например, в газонаполненных фотоэлементах (гл. 24) имеет место несамостоятельный тихий разряд.

ИОННЫЕ ПРИБОРЫ С НАКАЛЕННЫМ КАТОДОМ

§ 20.1. Газотроны

Газотроном называется газоразрядная двухэлектродная лампа с накаливаемым катодом. В технике связи в высоковольтных выпрямителях для радиопередатчиков широко применяются газотроны, наполненные парами ртути, получающимися вследствие испарения в вакууме ртути, помещённой в небольшом количестве внутри баллона газотрона.

Устройство газотронов показано на рис. 20.1. В газотронах применяются оксидные катоды, рассчитанные на малое напря-

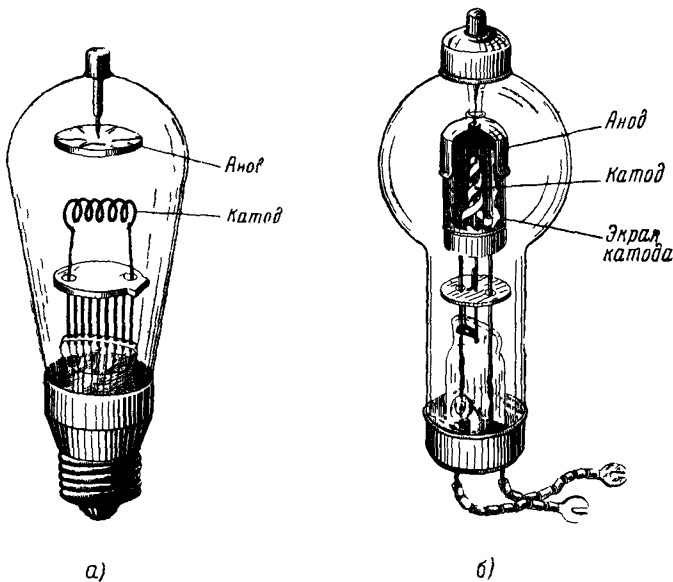


Рис. 20 1

жение накала (не выше 5 в). Более высокое напряжение накала в ртутных газотронах брать нельзя, так как в этом случае вследствие низкого потенциала ионизации ртути (10,39 в) за-

жигалась бы дуга между концами катода¹⁾). Для подведения к катоду необходимой мощности при малом напряжении требуется большой ток накала; поэтому катоды газотронов делают малого сопротивления из толстой проволоки или ленты, свёрнутой обычно в бифилярную спираль. В мощных газотронах применяются оксидные подогревные катоды, состоящие из нескольких никелевых покрытых оксидом дисков, приваренных к центральной трубке, внутри которой помещён спиральный вольфрамовый подогреватель.

Катоды газотронов так называемой «закрытой» конструкции (рис. 20.1б) помещаются внутри цилиндрического экрана, благодаря которому: 1) уменьшается излучение тепла и, следовательно, подводимая к катоду мощность; 2) ослабляется бомбардировка катода ионами, так как часть ионов из плазмы будет притягиваться к экрану, соединённому электрически с катодом; 3) устраняется попадание электронов с катода на стенки баллона, которое иногда приводит к пробиванию баллона, и 4) увеличивается способность газотрона выдерживать без пробоя высокие отрицательные напряжения на аноде. В связи с этим закрытую конструкцию, которую раньше имели только мощные газотроны, теперь часто применяют и в маломощных газотронах.

Аноды в газотронах открытой конструкции (рис. 20.1а) делаются из никеля в виде плоского диска; в газотронах закрытой конструкции аноды изготовляются из никеля или графита в виде полусферы или закрытого сверху цилиндра, прикрывающего катод.

Если, установив нормальный накал катода газотрона, постепенно увеличивать анодное напряжение, то при малых U_a (до $10 \div 12$ в) в цепи анода будет протекать очень малый ток (порядка 10^{-4} а), образуемый электронами, которые доходят до анода в небольшом количестве. Вызвать при этих столкновениях ионизацию, электроны не могут, так как скорости их недостаточны. При повышении напряжения анода электронный ток медленно увеличивается, пока при некотором значении (нормально оно лежит в пределах от 10 до 12 в) не возникнет сильная ионизация, сопровождающаяся свечением ртутных паров и резким увеличением тока (рис. 20.2). При снятии подобной *характеристики зажигания* в анодную цепь необходимо включать ограничительное сопротивление $r_{доб} = 1000 \div 2000$ ом, чтобы резким увеличением тока при зажигании дуги в газотроне не испортить чувствительный прибор, включаемый для измерения малых токов этой характеристики.

¹⁾ Так как для активировки катода устанавливается напряжение накала на 50% больше нормального, то при питании цепи накала переменным током мгновенная разность потенциалов между концами катода будет равна $U_{\max} = 1,5 \sqrt{2} U_n = 2,1 U_n$, где U_n — эффективное значение нормального напряжения накала.

Для снятия *рабочей характеристики* газотрона (т. е. характеристики в области больших значений тока, при которых газотрон используется в рабочих схемах) надо уменьшить ограничительное сопротивление до $8 \div 10$ ом и заменить прибор в анодной цепи на более грубый в зависимости от типа исследуе-

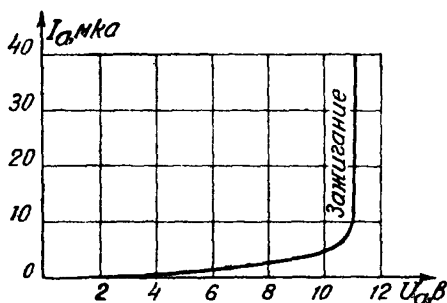


Рис. 20.2

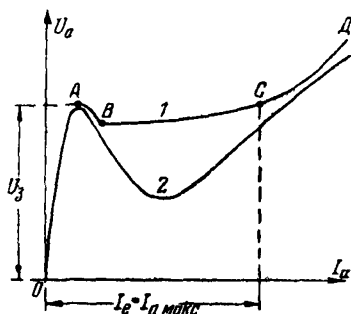


Рис. 20.3

мого газотрона. Увеличивая опять анодное напряжение до напряжения зажигания U_z , зажигают газотрон и, изменяя путём повышения подводимого к схеме напряжения E_a анодный ток I_a , измеряют падение напряжения в газотроне между катодом и анодом U_a для разных значений анодного тока. Примерный вид характеристик, снятых при нормальном накале катода, показан на рис. 20.3. Из характеристик видно, что после зажигания газотрона падение напряжения в нём сразу несколько уменьшается. Это связано с тем, что при прохождении через газотрон большего, чем в предзарядный период, электронного тока более частыми являются столкновения электронов с атомами газа. Поэтому наряду с процессами ионизации, требующими от сталкивающихся с атомами газа электронов энергии $W \geq eU_{\text{ион}}$, всё большую роль начинают играть процессы ступенчатой ионизации, для которой от сталкивающихся с атомами электронов требуется меньшая энергия: $W \geq eU_{\text{возб}}$ (см. § 19.2). В связи с этим при возникновении большого тока в анодной цепи происходит перераспределение напряжения между газотроном и ограничительным сопротивлением. Величина изменения напряжения U_a на участке AB, называемом *порогом зажигания*, зависит, помимо рода газа, его давления и тока эмиссии катода, также от примесей посторонних газов, снижающих средний ионизационный потенциал, и от появления заряда на стенках, которое приводит к затруднению зажигания и, следовательно, к увеличению U_z .

За порогом зажигания идёт пологий участок характеристики, показывающий, что напряжение горения газотрона U_a мало

зависит от величины тока, проходящего через газотрон (кривая 1 на рис. 20.3). Это напряжение в ртутных газотронах нормально равно $9 \div 12$ в. Величина тока I_a , проходящего через газотрон в рабочем режиме, определяется внешним сопротивлением $r_{доб}$ и напряжением источника E_a в соответствии с ф-лой (19.3).

Распределение потенциала между электродами газотрона обычно соответствует кривой рис. 19.2. В нормальных рабочих режимах катодное падение равно $5 \div 7$ в, т. е. всегда меньше $U_{ион}$, причём отличие от $U_{ион}$ в сторону уменьшения может быть тем сильнее, чем больше плотность паров ртути и больше концентрация метастабильных атомов. Чем меньше катодное падение, тем безопаснее для катода бомбардировка его ионами.

Падение напряжения в плазме наполненного парами ртути газотрона обычно равняется от 0,2 до 0,5 в/см и зависит от давления паров и от расстояния до стенок колбы. Влияние этого расстояния обусловлено тем, что на стенки колбы при возникновении разряда попадают электроны, которые затем притягивают к себе положительные ионы из плазмы. В силу этого около стенки образуется слой положительных ионов, из которого ионы поступают на стенку и рекомбинируют там с электронами, а на их место из плазмы приходят новые ионы и электроны. Взамен уходящего в виде «стеночного» тока заряженных частиц в плазме должны быть созданы новые ионы и электроны, на что должна затрачиваться некоторая энергия; падение напряжения в плазме поэтому увеличивается.

Падение напряжения у анода в зависимости от рабочего режима колеблется от отрицательной величины $2 \div 3$ в при малых токах до положительного значения $3 \div 4$ в при большом токе.

Описанными явлениями в плазме и у анода обуславливается небольшое повышение анодного напряжения с увеличением тока в пологой части рабочей характеристики газотрона.

Очень часто характеристика газотрона имеет вид, показанный на рис. 20.3 кривой 2: с увеличением анодного тока напряжение на газотроне после порога зажигания сильно уменьшается, делаясь значительно меньше потенциала ионизации паров ртути (10,39 в), а иногда даже меньше потенциала возбуждения (4,7 в). Такой вид разряда называется *низковольтной дугой*; если напряжение на газотроне меньше потенциала ионизации, но выше потенциала возбуждения, режим является нормальной низковольтной дугой; если рабочее напряжение оказывается меньше потенциала возбуждения, то низковольтная дуга называется аномальной.

Возможность существования низковольтной дуги объясняется, во-первых, ступенчатой ионизацией ртутных паров; во-вто-

рых, возбуждением релаксационных колебаний тока и напряжения в анодной цепи газотрона. Колебания эти возбуждаются следующим образом. При анодном напряжении, достаточном для ионизации паров ртути, анодный ток увеличивается и вместе с тем увеличивается создаваемое этим током падение напряжения в ограничительном сопротивлении. Увеличение напряжения на сопротивлении вызывает такое уменьшение напряжения на аноде, что ионизация прекращается; вследствие этого анодный ток уменьшается, напряжение на аноде опять возрастает до прежней величины и процесс повторяется снова. Частота колебаний зависит от параметров анодной цепи, от накала катода и от плотности паров ртути (которая сама зависит от температуры газотрона) и может получиться как в области низких, так и высоких частот. В таком колебательном режиме напряжение анода непрерывно изменяется, вольтметр же постоянного тока, которым измеряется разность потенциалов между анодом и катодом, будет показывать лишь среднее значение этой разности потенциалов, которое может быть значительно меньше $U_{ион}$.

Вследствие большой массы ионы движутся относительно медленно и поэтому главная часть рабочего тока в газотроне состоит из электронов. В ртутных парах доля чисто ионного тока в общем токе достигает только $\frac{1}{4}$ %; основное значение ионов в разряде состоит в компенсации отрицательного пространственного заряда электронов.

При установившемся режиме, когда число электронов, находящихся в плазме, остаётся постоянным (динамическое равновесие), из всех электронов, эмитируемых катодом, в плазму будет переходить столько электронов, сколько их из плазмы уходит на анод. Избыточные электроны образуют около катода электронную оболочку, под действием которой более медленные электроны возвращаются обратно к катоду. Отрицательная электронная оболочка притягивает к себе из плазмы положительные ионы и отталкивает из близлежащего участка плазмы электроны, вследствие чего на границе плазмы образуется слой (оболочка) из положительных ионов. Разность потенциалов между электронной оболочкой катода и ионным слоем плазмы является катодным падением. При увеличении тока в газотроне число электронов, переходящих в плазму, увеличивается. При этом электронная оболочка постепенно уменьшается, а ионная оболочка придвигается ближе к катоду до тех пор, пока анодный ток не сделается равным току эмиссии катода (точка С на характеристике рис. 20.3). Дальнейшее увеличение анодного тока возможно за счёт увеличения эмиссии из катода при бомбардировке его ионами, а это требует увеличения напряжения между электродами газотрона, вследствие чего характеристика, начиная с точки С, поднимается вверх.

§ 20.2. Рабочий режим и параметры газотронов

Пока ток дуги газотрона не превышает тока термоэлектронной эмиссии катода, напряжение между анодом и катодом изменяется относительно немного и сохраняет свою небольшую величину (пологая часть кривой I на рис. 20.3). Когда ток в анодной цепи газотрона делается больше тока термоэлектронной эмиссии катода, падение напряжения в газотроне возрастает и характеристика $U_a = f(I_a)$ поднимается вверх (участок CD на кривой I рис. 20.3). Но при повышенном напряжении горения U_a увеличивается катодное падение, что вызывает усиленную бомбардировку катода положительными ионами; эта бомбардировка, кроме увеличения эмиссии электронов, вызывает также интенсивное распыление активного слоя катода, вследствие чего эмиссионные свойства катода ухудшаются и срок службы газотрона значительно сокращается. Поэтому рабочие режимы газотрона должны выбираться только в пределах пологой части его характеристики при малом анодном напряжении; точка C (рис. 20.3), с которой начинается возрастание падения напряжения в газотроне, определяет наибольшее значение тока, которое может быть допущено в данном газотроне.

Этот наибольший допустимый ток $I_{a \text{ макс}}$, равный нормальному току эмиссии катода, является важным параметром газотрона; при работе газотрона в выпрямителе, когда через газотрон проходит выпрямленный пульсирующий ток, наибольшее мгновенное значение этого тока (амплитуда импульсов) не должно превосходить величины $I_{a \text{ макс}}$.

Средний выпрямленный ток, который можно получить от газотрона, конечно, меньше $I_{a \text{ макс}}$; в одноанодных газотронах отношение $I_{a \text{ ср}}$ к $I_{a \text{ макс}}$ равно примерно 1 : 3. При нагрузке газотрона непрерывным постоянным током наибольший допустимый ток равен $I_{a \text{ ср}}$; при прерывистой нагрузке постоянным током наибольший ток может достигать значения $I_{a \text{ макс}}$ при условии, что среднее значение тока за определённый промежуток времени, называемый *временем усреднения*, не превосходило бы величины $I_{a \text{ ср}}$. Время усреднения, равное длительности импульса тока и следующей за ним паузы, для газотронов обычно допускается не свыше 20 сек. Это означает, что при указанном выше отношении $\frac{I_{a \text{ ср}}}{I_{a \text{ макс}}} = \frac{1}{3}$ наибольшая длительность импульса постоянного тока может быть допущена только 6 ÷ 7 сек.

Падение напряжения в газотроне в сильной степени зависит от количества или плотности паров ртути. При очень малой плотности ртутных паров в пространстве между катодом и анодом ионизацию, достаточную для создания газоразрядной плазмы, можно получить только за счёт повышения скоростей элек-

тронов, вылетающих из катода, увеличением катодного падения, для чего необходимо увеличивать напряжение U_a .

Плотность ртутных паров в газотроне зависит от давления и температуры по известному из курса физики уравнению

$$\delta = \frac{P}{BT}, \quad (20.1)$$

где B — удельная газовая постоянная,

T — температура разрядного пространства, определяемая мощностью лучеиспускания с катода и анода.

Для получения необходимой плотности паров надо обеспе-

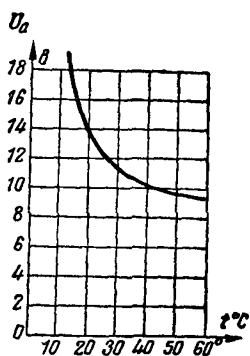


Рис. 20.4

чить их достаточное давление. Давление ртутных паров зависит от температуры жидкой ртути, находящейся в нижней части колбы газотрона в так называемой катодной горловине. Опытным путем установлено, что если температура катодной горловины будет ниже 15°C , то давление и плотность ртутных паров получаются малыми, положительных ионов образуется недостаточно для полной нейтрализации электронного пространственного заряда и падение напряжения в газотроне, необходимое для горения дуги в нём, превышает допустимое (рис. 20.4).

Во избежание этого необходимо при использовании газотрона в рабочей схеме включать высокое напряжение в анодной цепи только после того, как температура газотрона, в частности катодной горловины его, будет достаточно высокой. Для этого включают сначала только накал и прогревают газотрон мощностью, излучаемой катодом, в течение нескольких минут (в малых газотронах $2 \div 3$ мин, в больших — до 30 мин); после такого прогрева можно включить анодное напряжение. При выключении газотрона нельзя выключать накал, если анодное напряжение остаётся включённым.

Имеются специальные типы маломощных газотронов, у которых время прогрева катода составляет всего 5—6 сек. В этих приборах допускается, правда, в облегчённом режиме, одновременное включение накала и анодного напряжения. Конструкция одного из таких газотронов (типа ГР1-0,25/1,5) показана на рис. 20.5. Этот двуханодный газотрон с ртутным наполнением предназначен для работы в схемах двухполупериодного выпрямления, он имеет величину выпрямленного тока 250 ма и наибольшее обратное напряжение анода около 1,5 кв. Оксидный катод изготовлен в виде V-образных прямонакальных нитей.

соединённых последовательно. По внешнему виду, габаритам и параметрам данный газотрон близок к кенотрону типа 5Ц3С.

В очень холодном помещении или на открытом воздухе при низкой температуре, где не удаётся обеспечить температуру катодной горловины выше 15° , ртутные газотроны использовать нельзя.

По тем же причинам газотрон не должен работать с недокалённым катодом. При недокалённом катоде уменьшается общий нагрев газотрона, уменьшаются давление и плотность ртутных паров в нём, вследствие чего падение напряжения в газотроне увеличивается. На рис. 20.6 показаны две рабочие характеристики газотрона: кривая 1 для нормального накала катода и кривая 2 для накала, уменьшенного против нормального на 5%. Увеличение падения напряжения в газотроне в связи с уменьшением тока эмиссии катода и соответствующим сокращением рабочего участка характеристики ясно указывают на то, что работа газотрона при недокалённом катоде невыгодна. Поэтому обычно ограничивают допустимые колебания напряжения накала газотрона пределами $+10\%$ и -5% от нормального значения U_n .

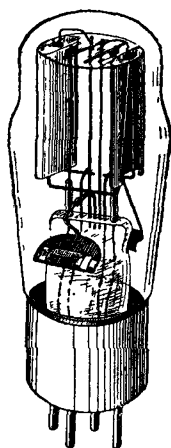


Рис. 20.5

При работе газотрона в выпрямителе весьма важным свойством его является способность выдержать без пробоя высокое обратное напряжение. При переходе от положительного полупериода к отрицательному,

когда дуга в газотроне гаснет, электроны и ионы в разрядном пространстве исчезают не сразу. Часть их диффундирует к стенкам баллона, где они нейтрализуются, другая часть движется к электродам, образуя обратный ток в газотроне. Величина этого обратного тока обычно мала, но если отрицательный потенциал анода велик, то ионы, с большой силой

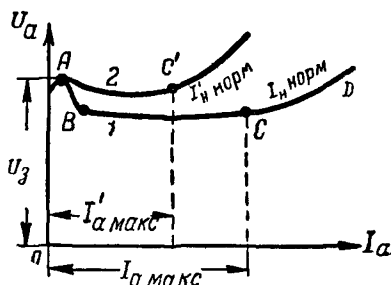


Рис. 20.6

ударяясь об анод, могут вызвать эмиссию электронов с его поверхности. В этом случае возникает обратное зажигание дуги, приводящее к потере газотроном его вентильного действия. Величина максимального обратного напряжения $U_{обр}$, которое газотрон может выдержать без зажигания обратной дуги, является важным параметром газотрона.

Напряжение обратного зажигания сильно зависит от плотности паров ртути в газотроне: чем выше плотность паров около анода, тем большее количество ионов бомбардирует анод и тем меньше величина $U_{обр}$.

Во время работы газотрона имеющаяся в нём жидкая ртуть за счёт тепла, излучаемого катодом и анодом, может сильно нагреться, что вызовет чрезмерное повышение давления и плотности паров и будет способствовать обратному зажиганию дуги. Во избежание этого нижнюю часть газотрона делают в виде удлинённого цилиндра, чтобы отдалить жидкую ртуть, помещающуюся на дне этого горла, от нагретых электродов и тем снизить её температуру; для той же цели служит экран, предохраняющий нижнюю часть от теплового воздействия катода и анода. Благодаря малому давлению паров и высокой температуре пространства разряда плотность паров около анода получается малой. Температура катодной горловины при работе газотрона не должна превышать $50 \div 60^\circ\text{C}$, это обеспечивает давление паров ртути в газотроне порядка 10^{-2} мм рт. ст. Наименьшая же температура катодной горловины, как было выяснено выше, должна быть не ниже 15° , при этой температуре давление паров ртути приближается к 10^{-3} мм рт. ст.

Для увеличения $U_{обр}$, кроме того, необходимо, чтобы:

- 1) анод не покрывался распыляющимся с поверхности катода барием, для чего между катодом и анодом помещают небольшой экран;
- 2) размеры анода должны быть рассчитаны так, чтобы его температура при полной нагрузке была не выше $500 \div 600^\circ\text{C}$; слишком высокая температура опасна вследствие возникновения термоэлектронной эмиссии с поверхности анода.

При включении в схему новых, ещё не бывших в работе газотронов необходимо в течение 1—2 час прогреть их, включив только накал без анодного напряжения, чтобы удалить с анода следы ртути, которая могла попасть на анод при транспортировке газотронов.

Так как наполненные парами ртути газотроны с одним разрядным промежутком выдерживают обратное напряжение только до 20 кВ, то для выпрямителей на $100 \div 200$ кВ (например, для рентгеновских установок) изготавливаются многосекционные газотроны, в которых разрядное пространство разделено при помощи специальных кольцевых электродов на отдельные секции (при 110 кВ на четыре секции, при 220 кВ на восемь). Для получения устойчивого распределения напряжения между отдельными секциями эти электроды присоединяются к соответствующим точкам потенциометра высокого напряжения или емкостного делителя напряжения.

Некоторые типы газотронов наполняют инертными газами. В качестве наполнителя берут преимущественно ксенон и криптон или их смесь, так как эти газы меньше других поглощаются

электродами и стенками прибора и имеют большие значения пробивного напряжения. Но всё же и при таком наполнении имеет место некоторое уменьшение давления газа в приборе во время эксплуатации. Поэтому давление в газотронах, наполняемых инертными газами, приходится брать «с запасом» (близко к 10^{-1} мм рт. ст.), вследствие чего они имеют меньшую величину допустимого обратного напряжения, чем соответствующие ртутные газотроны, где давление паров ртути, как указывалось выше, порядка $10^{-2} \div 10^{-3}$ мм рт. ст.

Достоинствами газотронов, наполненных инертными газами, по сравнению с ртутными газотронами являются: 1) меньшая зависимость работы от окружающей температуры (они могут работать и при морозе, и при жаре $40 - 50^\circ$); 2) малое время прогрева перед работой ($30 \div 60$ сек), которое требуется только для разогрева катода. Эти качества обусловлены применением в этих приборах газа, а не пара.

Газотроны находят применение в выпрямительных схемах. В табл. 20.1 приведены данные некоторых газотронов, изготовляемых нашими заводами.

Таблица 20.1

Наименование типа	$U_n, в$	$I_n, а$	$I_{a макс}, а$	$I_{a ср}, а$	Наибольшее зна- чение обр. нагр. анода $U_{обр}, кв$	Напряжение горе- ния $U_a, в$	Время разогрева катода в эксплу- атации, мин	Время прогрева после хранения мин
ГГ1-0,5/5	2,5	8,5	1,5	0,5	5	20	1	—
ГР1-0,25/1,5	5	3,3	0,8	0,235	1,65	18	0,1	20

§ 20.3. Тиратроны

Тиратроном называется газоразрядная лампа с накали́нным катодом, в которой, кроме катода и анода, имеются один или несколько дополнительных электродов-сеток. Тиратроны наполняют парами ртути или каким-либо инертным газом. Конструкция тиратрона с ртутным наполнением показана на рис. 20.7. Катод и анод тиратрона изготавливаются из таких же материалов и имеют такую же конструкцию, как в газотронах соответствующую

щей мощности. Сетка тиратрона отличается по своему устройству от сеток электронных ламп. В электронных лампах сетка может не закрывать концов катода, выступающих за габариты анода, так как количество электронов, которое с этих концов попадает на анод в «обход» сетки, очень мало. Если устроить

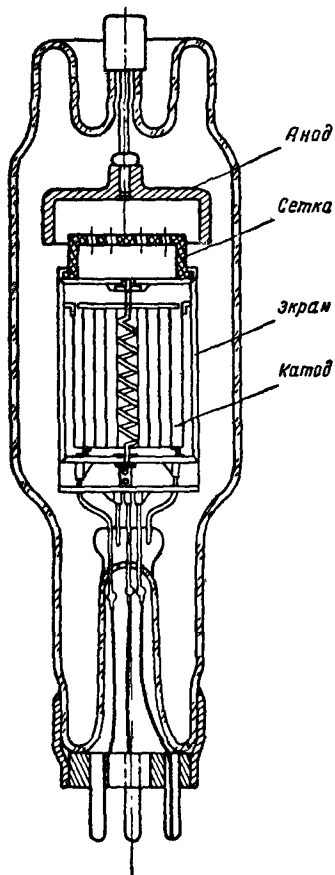


Рис. 20.7

такую сетку в тиратроне и допустить движение электронов от катода к аноду помимо сетки, то эти электроны, вызывая на своём пути ионизацию газа, приведут к возникновению дугового разряда между катодом и анодом независимо от потенциала сетки. Поэтому сетка в тиратроне должна быть сконструирована так, чтобы полностью закрыть катод от воздействия анодного поля. Обычно катод окружают металлическим цилиндрическим экраном, у которого верхнее отверстие, обращённое к аноду, прикрывают сеткой в виде металлического диска с круглыми отверстиями. У некоторых тиратронов сетка представляет собой диск с одним отверстием.

Если снимать анодно-сеточную характеристику тиратрона, то будет получен результат, сильно отличающийся от того, что мы имеем в электронных лампах. Имея на сетке большой отрицательный запирающий потенциал, подадим на анод положительное напряжение и начнём отрицательное смещение на сетке приближать к $U_c = 0$. Пока количество электронов, проходящих к аноду сквозь сетку, мало и скорости их недостаточны для ионизации, величина тока изменяется со

ответственно изменению сеточного напряжения (рис. 20.8, кривая 1). Но при некотором значении U_c в лампе возникает ионизация, тиратрон «зажигается» и ток в анодной цепи резко возрастает. Дальнейшие изменения потенциала сетки в сторону уменьшения или увеличения его уже не влияют на величину анодного тока, который, как показывают характеристики рис. 20.8, остаётся постоянным, даже при подаче на сетку таких отрицательных напряжений, при которых до зажигания тиратрона тока совсем не было. Сетка, как говорят, теряет своё уп-

правляющее действие. Величина сеточного напряжения, при котором тиратрон зажигается, зависит от величины заданного положительного напряжения на аноде; чем больше было взято напряжение U_a , тем легче, т. е. при большем отрицательном U_c возникает ионизация (сравните кривые 1 и 2 рис. 20.8). Когда тиратрон зажигается, напряжение между анодом и катодом падает до $16 \div 20$ в, что указывает на дуговой характер разряда, и анодный ток определяется величиной ограничительного сопротивления, включенного в анодную цепь. При зажигании тиратрона возникает ток в цепи сетки, образуемый ионами,двигающимися к сетке из плазмы; чем больше ток в анодной цепи, тем больший ионный ток получается в цепи сетки. Для ограничения сеточного тока, который может достигать значительной величины, в рабочих схемах с тиратронами в цепь сетки включают достаточно большое сопротивление (от 10^3 до 10^5 ом).

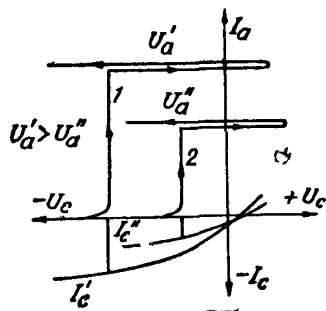


Рис. 20.8

Изменение распределения потенциала в разрядном пространстве, создаваемоедвигающимися к сетке ионами, является причиной того, что сетка теряет своё управляющее действие после зажигания тиратрона. Ионы, притягиваемые к отрицательно заряженной сетке, создают вокруг её витков динамическую ионную оболочку (рис. 20.9а), в толще которой теряется вся разность потенциалов между сеткой и плазмой. Распределение потенциала между катодом и анодом для этого случая представлено на рис. 20.10; из кривой 1, показывающей изменение по-

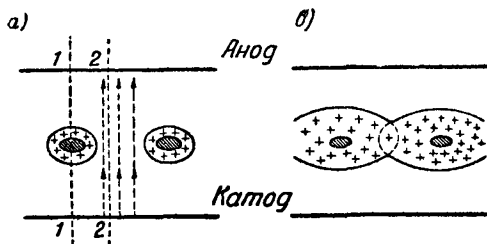


Рис. 20.9

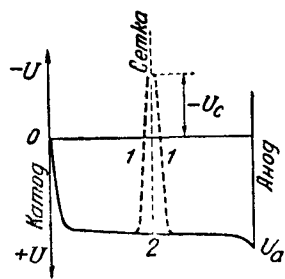


Рис. 20.10

тенциала в направлении, проходящем через виток сетки, видно, что отрицательное поле сетки сосредоточивается около витков её в очень небольшом пространстве, определяемом толщиной ионной оболочки; кривая 2, построенная для направления, про-

ходящего между витками сетки, показывает, что в пространстве между витками потенциал плазмы от действия сетки не изменяется и потому движение электронов от катода к аноду здесь происходит независимо от напряжения сетки.

Управляющее действие сетки в тиратроне возможно только в том случае, когда толщина ионной оболочки больше половины расстояния между витками; тогда оболочки отдельных витков объединяются в некоторой части и потенциал в пространстве между витками будет зависеть от напряжения сетки (рис. 20.9б). Так как движение ионов из плазмы на сетку подобно движению электронов в диоде, то можно применить к участку плазма—сетка закон степени $3/2$. Для сетки в виде диска с круглыми отверстиями радиуса r , вводя в формулу закона степени $3/2$ вместо массы электрона массу иона, выраженную через молекулярный вес M , получим

$$I_c = \frac{5,41 \cdot 10^{-8}}{\sqrt{M} r^2 \beta^2} U_s^{3/2}, \quad (20.2)$$

здесь через U_s обозначена разность потенциалов между сеткой и плазмой, β^2 зависит от отношения $\frac{r}{r-s}$, где s — толщина ионной оболочки.

По ф-ле (20.2), зная из опыта величину I_c , можно вычислить β^2 , по графику рис. 6.6 определить отношение $\frac{r}{r-s}$ и затем найти s . Подсчёты толщины s и экспериментальные исследования показывают, что управляющее действие сетки в тиратронах может быть получено при таких густых сетках или при таких больших отрицательных сеточных напряжениях, которые для нормальных условий работы неприемлемы. Таким образом, из изложенного следует, что в тиратронах можно при помощи сетки управлять только зажиганием тиратрона, но не величиной анодного тока.

Основной характеристикой тиратрона, позволяющей судить о возможностях его использования, является *пусковая характеристика* (характеристика зажигания), показывающая зависимость между анодным напряжением и напряжением зажигания на сетке (рис. 20.11). Снять эту кривую можно двумя способами:

1) устанавливая на аноде различные значения U_a , определяем U_{cs} , как было указано выше, изменяя U_c от больших отрицательных значений к малым;

2) устанавливая на сетке различные отрицательные напряжения, определяем значения U_{as} , увеличивая анодное напряжение от нуля.

На рис. 20.11а представлены пусковые характеристики для двух тиратронов: кривая 1, расположенная в области отрицательных U_c , для тиратрона с редкой сеткой или сеткой в виде диска с широкими отверстиями и кривая 2 для тиратрона с густой сеткой.

Вторая кривая показывает, что при густой сетке с малой пропускной способностью действующее напряжение получается даже при $U_c=0$ настолько малым, что электроны сквозь сетку не проходят и для зажигания тиратрона надо на сетку подавать положительное напряжение.

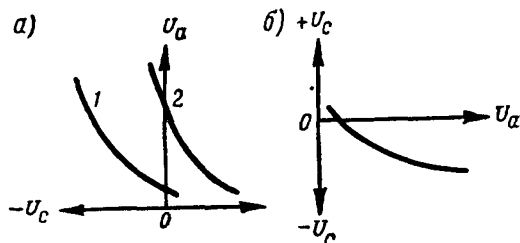


Рис. 20.11

Так как при густой сетке получаются большие сеточные токи и, кроме того, увеличивается падение напряжения в дуге, то на практике чаще используются тиратроны с редкими сетками, имеющие *отрицательные пусковые характеристики*. Но некоторые тиратроны имеют *положительные пусковые характеристики* (см. §§ 20.5 и 21.2). На рис. 20.11б представлена та же характеристика, что дана в виде кривой 1 на рис. 20.11а, только при ином расположении осей U_a и U_c .

Статические пусковые характеристики, снимаемые при испытании тиратрона на постоянном токе, отличаются от пусковых характеристик того же тиратрона, работающего в какой-либо схеме (например, выпрямительной) переменного тока. Различие этих характеристик обусловлено тем, что перед зажиганием тиратрона в статическом режиме в цепи сетки нет тока и поданное извне напряжение U_c целиком действует между сеткой и катодом, а в режиме переменного тока в цепи сетки перед зажиганием дуги обычно протекает так называемый *предразрядный* сеточный ток, направленный внутри тиратрона от катода к сетке.

Предразрядный ток в цепи сетки вызывается несколькими причинами. При переменном напряжении на аноде дуга в тиратроне зажигается во время положительного полупериода этого напряжения и в конце полупериода при $U_a=0$ гаснет. Процесс деионизации, т. е. взаимной нейтрализации ионов и электронов, содержащихся в плазме, происходит не мгновенно, а длится некоторое время, в течение которого часть положительных ионов продолжает поступать из плазмы на отрицательно заряженную сетку, образуя сеточный ток. Эта составляющая предразрядного тока будет тем больше, чем выше частота переменного напряжения на аноде, так как при повышении частоты увеличивается относительная величина времени деионизации.

Другой причиной сеточного тока является термоэлектронная эмиссия с сетки, которая делается особенно сильной при «загрязнении» сетки испаряющимся с катода барием; термоэлектронный ток с сетки имеет место и в статическом режиме испытания тиратрона, но в значительно меньшей степени, чем при рабочем режиме, когда сетка разогревается за счёт сеточного тока и дополнительно подогревается со стороны анода.

Для того чтобы в описанных условиях (при наличии предразрядных токов в цепи сетки) на сетку был подан отрицательный запирающий потенциал, необходимо задавать на неё большее отрицательное напряжение, чем в статическом режиме. вследствие чего рабочая (динамическая) пусковая характеристика сдвигается относительно статической пусковой характеристики.

Так как на ток денонизации и термоэлектронный ток в цепи сетки влияют рабочий ток нагрузки в анодной цепи (от которого зависит число остающихся после погасания дуги ионов и температура сетки), плотность паров или газа, сопротивление в цепи сетки, частота переменного напряжения, то в зависимости от рабочего режима тиратрона пусковая характеристика его не остаётся постоянной, а может в известных пределах смещаться.

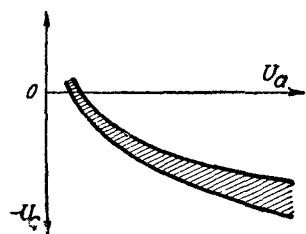


Рис. 20.12

Чем больше ток нагрузки тиратрона и выше температура катодной горловины, чем большее сопротивление включено в цепи сетки или выше частота, тем сильнее сдвигается пусковая характеристика в сторону больших отрицательных напряжений U_c . Крайние положения пусковых характеристик (рис. 20.12) определяют *пусковую область*, внутри которой на-

ходятся возможные режимы зажигания тиратрона. Ширина пусковой области (по сеточному напряжению) берётся в качестве одного из параметров тиратрона.

§ 20.4. Рабочие режимы и применение тиратронов

При постоянном напряжении на аноде нельзя погасить дугу в тиратроне отрицательным напряжением на сетке; для этого надо или уменьшить анодное напряжение до нуля или разорвать анодную цепь. Следовательно, тиратрон с постоянным U_a можно использовать только как пусковое реле одностороннего действия: при помощи его можно малыми изменениями сеточного напряжения замкнуть цепь сильного анодного тока, но разомкнуть эту цепь не удаётся, поэтому тиратроны чаще используются в схемах, в которых на анод тиратрона подаётся переменное напряжение

Подбором отрицательного напряжения на сетке устанавливают момент зажигания тиратрона в течение положительного полупериода U_a . Возникшая дуга погаснет, когда анодное напряжение будет проходить через нулевое значение и зажжётся опять в соответствующий момент следующего положительного полупериода. Если на сетке увеличить отрицательное смещение, то погасшая при отрицательном полупериоде дуга не зажжётся и, таким образом, оказывается возможным при помощи сетки управлять как возникновением, так и прекращением анодного тока в тиратроне.

При использовании тиратронов надо иметь в виду, что указанное управляющее действие сетки в них может нарушаться из-за следующих причин: 1) слишком большое время деионизации и 2) возникновение самостоятельного тлеющего разряда между сеткой и анодом.

После погасания дуги толщина ионной оболочки около сетки вследствие уменьшения концентрации ионов в плазме будет увеличиваться, так как отрицательно заряженная сетка притягивает к себе прежнее количество ионов. Когда расширяющаяся ионная оболочка заполнит все отверстия сетки (рис. 20.9б), поле сетки не будет компенсироваться положительными ионами и сетка восстановит своё управляющее действие. Если же процесс деионизации длится слишком долго, то концентрация ионов уменьшается медленно и за время отрицательного полупериода U_a ионная оболочка не перекроет всех сеточных отверстий; поэтому с началом положительной полуволны напряжения на аноде дуга возникнет независимо от величины отрицательного напряжения на сетке.

Время восстановления управляющего действия сетки зависит от давления и плотности пара или газа, заполняющего тиратрон (следовательно, от температуры его), от величины отрицательного напряжения сетки и от величины ионного тока в цепи сетки. В тиратронах, наполненных парами ртути, время восстановления равно $100 \div 300$ мксек и из-за влияния температуры очень сильно зависит от рабочего режима тиратрона; вследствие такой длительности времени восстановления эти тиратроны не могут быть использованы в цепях переменных токов с частотой свыше 1000 гц.

Тиратроны, наполненные инертными газами, имеют меньшее время восстановления и оно не так сильно меняется при разных рабочих режимах, так как влияние температуры на давление газа в этих тиратронах меньше, чем в наполненных парами ртути.

Более часто встречающийся на практике причиной потери сеткой её управляющего действия является возникновение самостоятельного тлеющего разряда между сеткой и анодом. Наиболее опасным режимом в этом отношении является та часть

положительного полупериода анодного напряжения, когда тиратрон ещё заперт отрицательным сеточным напряжением, а на аноде напряжение уже достигает значительной величины.

При зажигании тлеющего разряда сетка играет роль катода, образуящиеся при разряде положительные ионы двигаются к сетке и, окружая её ионной оболочкой, лишают её управляющего воздействия на разряд между катодом и анодом. Возникновению такого разряда способствует повышенное давление газа или пара, термоэлектронная эмиссия сетки, увеличение плотности ионов в газоразрядной плазме вследствие перегрузки тиратрона большим анодным током. Вредное действие тлеющего разряда усугубляется ещё опасностью зажигания дуги между сеткой и анодом, если включённые в цепь сетки сопротивления недостаточно велики, чтобы ограничить ток тлеющего разряда.

По этой причине наибольшее анодное напряжение, допустимое в тиратроне, определяется не только отрицательным напряжением обратного зажигания (как в газотроне), но и напряжением положительного (проводящего) полупериода. В тиратронах, наполненных парами ртути, это предельное напряжение достигает 15 кВ, в тиратронах с инертными газами оно меньше (от 240 в до 10 кВ).

Для увеличения предельного напряжения некоторые тиратроны изготавливаются с дополнительными — экранирующими сетками. Устройство экранированного тиратрона показано на рис. 20.13. Управляющая сетка в нём сделана в виде цилиндра с одним отверстием; вторая — экранирующая сетка окружает в верхней части анод и соединена с тепловым экраном катода. Отверстие цилиндра управляющей сетки сделано несколько шире отверстий в дисках экранирующего цилиндра.

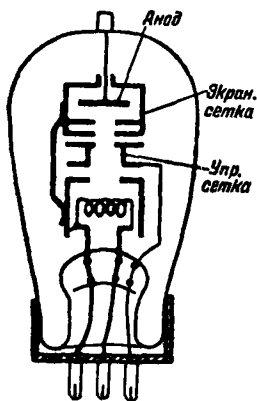


Рис. 20.13

При таком устройстве управляющей и экранирующей сеток, во-первых, устраняются длинные пути для свободного перемещения зарядов между анодом и катодом (благодаря этому увеличивается предельное напряжение на аноде тиратрона) и, во-вторых, уменьшается попадание на управляющую сетку частиц ба-

рия с катода, что значительно уменьшает предразрядные сеточные токи.

Существенным преимуществом экранированных тиратронов является возможность изменения пусковой характеристики путём подбора постоянного напряжения смещения на экранирующей сетке (для этого от неё должен быть, конечно, сделан отдельный вывод). При увеличении положительного напряжения на

экрane пусковые характеристики смещаются в область более отрицательных U_{c1} , а при отрицательных потенциалах экрана они переходят в область положительных U_{c1} (рис. 20.14).

Тиратроны применяются в качестве реле (схемы автоматического управления и регулирования, измерительная аппаратура) и в выпрямительных устройствах, где они позволяют регулировать величину выпрямленного напряжения путём подачи на сетку либо постоянного отрицательного напряжения, либо переменного напряжения, сдвиг фазы которого относительно переменного напряжения на аноде можно изменять.

В табл. 20.2 приведены данные некоторых тиратронов, изготавливаемых на наших заводах.

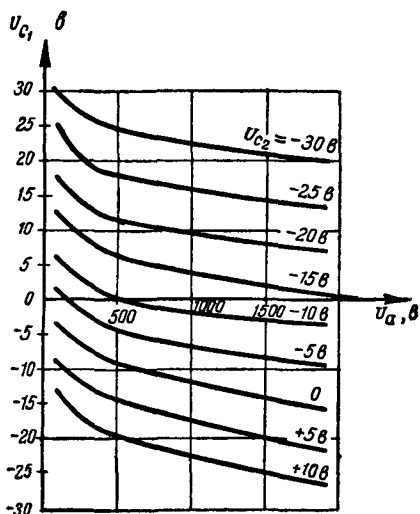


Рис. 20.14

Таблица 20 2

Наименование типа	$U_k, \text{ в}$	$I_k, \text{ а}$	$I_{a \text{ макс}}, \text{ а}$	$I_{a \text{ ср}}, \text{ а}$	Предельное на- пряжение анода $U_{гр}, \text{ кв}$	Напряжение горе- ния $U_a, \text{ в}$	Время разогрева мин	Наполнение
ТГ1Б . .	6,3	0,225	0,12	0,02	0,24	20	0,15	криптоно- ксеноновая смесь
ТГ1-0,1/0,3. .	6,3	0,66	0,3	0,075	0,3	20	0,5	аргоновое
ТГ1-2,5/10 . .	5	15	8	2,5	10	20	3	ксеноновое
ТГ1-5/3 . . .	5	21	15	5	3	22	0,65	ксеноно- криптоновая смесь
ТР1-6/15. . .	5	23	20	6,5	15	18	15	ртутное
ТР1-15/15. . .	5	40	47	15	15	20	30	то же
ТР1-40/15. . .	5	68	120	40	15	20	30	»
ТР1-85/15. . .	5	130	300	85	15	20	40	»

§ 20.5. Водородные тиратроны

В импульсных модуляторах радиолокационных станций в качестве разрядных приборов наряду с импульсными электронными лампами (см. § 14.4) могут быть применены ионные приборы, например тиратроны. Преимуществом ионных приборов является их способность пропускать значительные токи при относительно небольших напряжениях, т. е. весьма малое сопротивление при разряде. Однако применить в импульсных модуляторах тиратроны, наполненные парами ртути или инертными газами, оказалось невозможно, так как при прохождении больших импульсных токов в этих приборах падение напряжения между анодом и катодом превышает критическую величину (равную 18—25 в для паров ртути и 25—30 в для инертных газов) и катод, подвергаемый ионной бомбардировке, быстро дезактивируется. Кроме того, время деионизации при таком наполнении тиратронов слишком велико и не позволяет работать с частотой повторения импульсов порядка тысячи или нескольких тысяч импульсов в секунду.

Исследования показали, что эти недостатки можно в значительной степени ослабить, если наполнять тиратроны водородом. Ионы водорода, имея наименьшую массу по сравнению с массой ионов всех других наполнителей, не разрушают активный слой оксидного катода вплоть до напряжений $U_a \approx 600$ в. Благодаря этому значительно повышается величина предельно допустимого напряжения горения тиратрона. Время деионизации в приборах с водородным наполнением примерно в 10 раз меньше, чем в приборах, наполненных ртутью или аргоном, ксеноном, так как вероятность рекомбинации относительно лёгких, подвижных ионов водорода при их столкновениях с электронами больше, чем для более тяжёлых ионов других известных наполнителей. По-видимому, некоторую роль в уменьшении времени деионизации при водородном наполнении играют и отрицательные ионы воды, пары которой неизбежно образуются в приборе, так как полностью удалить кислород из прибора не удаётся.

Устройство водородного тиратрона схематически показано на рис. 20.15. Катод K (обычно оксидный губчатый) сделан с развитой эмитирующей поверхностью для обеспечения высоких значений импульсного анодного тока (сотни и тысячи ампер). Оксидное покрытие наносится на внешнюю или чаще на внутреннюю боковую поверхность никелевого цилиндра, который обычно имеет продольные рёбра, увеличивающие эмитирующую поверхность. Подогреватель P при внутреннем покрытии катода навивается снаружи последнего. Подогреватель должен обеспечить по возможности равномерное распределение температуры по поверхности катода, так как повышение её до 900°C приводит к интенсивному поглощению водорода катодом, а снижение до

800°C вызывает значительное уменьшение эмиссии. Катод окружён двумя или несколькими тепловыми экранами ТЭ. Кроме того, защитная пластина ЗК отделяет катод от разрядного пространства. Эта пластина играет роль теплового экрана и способствует получению положительных пусковых характеристик (см. ниже). Плотность тока эмиссии, снимаемого с катодов водородных тиратронов в импульсном режиме, порядка 6—12 а/см². Более высокие плотности эмиссионных токов практически снимать не удаётся из-за перегрева оксидного слоя проходящим через него током и из-за появления искрения.

Сетка С представляет собой пластину с отверстиями или плетёную решётку. Она располагается на очень малом (1,5 ÷ 2,5 мм) расстоянии от анода А. Как было показано в гл. 19 (рис. 19.4), при малых расстояниях между электродами затрудняется зажигание самостоятельного разряда между ними. Поэтому выбор малого расстояния между сеткой и анодом в водородном тиратроне позволяет увеличить его электрическую прочность — способность выдерживать без пробоя высокие анодные напряжения как положительные (при запирающих потенциалах на управляющей сетке), так и отрицательные. Сетка имеет экран СЭ, полностью окружающий анод.

Защитная пластина сетки ЗС, электрически соединённая с ней, препятствует проникновению поля анода в прикатодную область. В результате экранирующего действия двух защитных пластин (ЗК и ЗС) поле анода почти не проникает в разрядное пространство между сеткой и катодом; поэтому даже при высоких положительных анодных напряжениях разряд в водородном тиратроне не может начаться, если потенциал сетки отрицателен. Лишь при подаче на сетку положительных потенциалов возникает разряд вначале между катодом и сеткой, затем он перебрасывается на анод и тогда начинается прохождение большого импульсного тока в анодной цепи. Таким образом, пусковые характеристики водородных тиратронов являют

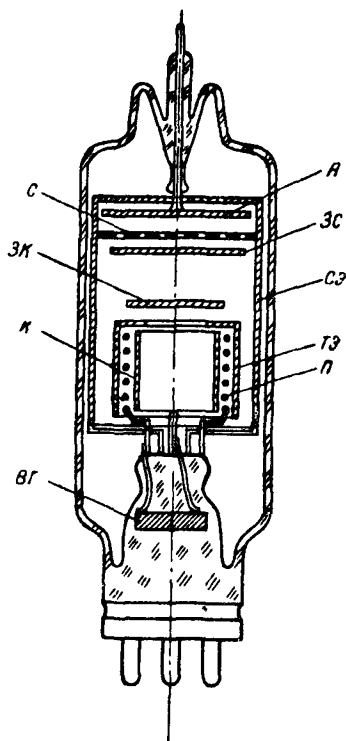


Рис. 20.15

ся положительными. Благодаря этому, во-первых, сокращается время развития разряда в анодной цепи, так как к моменту его начала в разрядном пространстве уже имеется большое число заряженных частиц, образующихся при вспомогательном разряде между катодом и сеткой; во-вторых, упрощается электрическая схема отпирания тиратрона (не требуется отдельный источник отрицательного смещения в цепи сетки) и, в-третьих, уменьшаются трудности, связанные с наличием тока термоэлектронной эмиссии сетки, с влиянием изменений этого тока и непостоянства контактной разности потенциалов между сеткой и катодом на величину запирающего потенциала сетки. Время развития разряда в водородных тиратронах порядка 10^{-8} .

В связи с тем, что зажигание дугового разряда в тиратронах с положительной пусковой характеристикой непосредственно зависит от величины предразрядного тока в сеточной цепи, пусковые характеристики таких тиратронов обычно выражают в координатах $I_{сз}—U_a$ (рис. 20.16). Здесь $I_{сз}$ — наименьший ток сетки, при котором возникает разряд в анодной цепи тиратрона (сокращённо — ток зажигания сетки). Резкое спадание пусковой характеристики с ростом анодного напряжения при малых U_a и пологий ход её в области высоких U_a указывают на то, что лишь при малых своих значениях анодное напряжение существенно влияет на ток зажигания; при больших U_a ток зажигания почти не зависит от анодного напряжения. С увеличением давления газа зажигание разряда происходит при меньших токах сетки.

Импульсные тиратроны наполняют водородом при давлении около 0,5 мм рт. ст. Однако давление газа в баллоне может быстро упасть до недопустимого предела вследствие высокой химической активности водорода, легко вступающего в различные химические соединения. Для поддержания постоянства давления газа в импульсных тиратронах применяют накопители (генераторы) водорода.

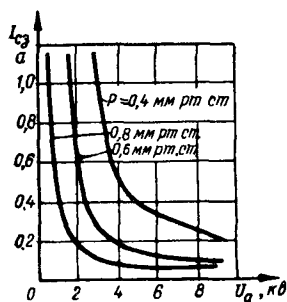


Рис. 20.16

Здесь используется свойство некоторых веществ (например, титана) поглощать большое количество водорода, а затем выделять его при нагревании. Генератор водорода ВГ (рис. 20.15) представляет собой ампулу с гидридом титана, в которую помещена проволочная спираль — *нагреватель*. При пропускании тока через спираль происходит выделение из гидрида титана водорода.

При пуске водородного тиратрона обычно включают одновременно накал катода и водородного генератора. В момент включения накала давление газа в приборе очень небольшое, и разо-

Таблица 20.3

Наименование типа	Напряжение на- кала $U_n, \text{ в}$	Ток накала $I_n, \text{ а}$	Ток анода в им- пульсе $I_{a \text{ макс}}, \text{ а}$	Средний ток ано- да $I_{a \text{ ср}}, \text{ а}$	Предельно допустимое напряжение на аноде (прямое и об- ратное) $U_{\text{прод}}, \text{ кв}$	Выходная мощность в импульсе $P_{\text{вых}}$ <i>квт</i>	Время разорвеа ка- тода, <i>мин</i>	Параметры поджигающего импульса сетки			Длительность им- пульса анодного то- ка, <i>мксек</i>	Число импульсов в секунду	Падение напряжения при импульсном раз- ряде $U_a, \text{ в}$
								$U_{c3}, \text{ в}$	$I_{c3}, \text{ а}$	$\tau_{c3}, \text{ мксек}$			
ТГИ1-35/3	6,3	2,5	35	0,045	3	52	3	150	0,06	1 ÷ 6	0,2-6	4000	140
ТГИ1-50 5	6,3	3,6	50	0,05	5	125	3	150	—	4-8	0,25	4000	160
ТГИ1-130/10	6,3	5	130	0,25	10	650	4	170	0,5	2 ÷ 8	0,5	4000	150
ТГИ2-325/16	6,3	8,5	325	0,2	16	2600	5	200	0,5-1	2	0,5-6	1700	150
ІГІ1-400/16	6,3	10,5	400	0,5	16	3200	6	200	0,5	2-2,5	0,5 ÷ 5	500	170

гревание катода происходит быстрее, чем при нормальном давлении водорода, так как практически отсутствует передача тепла от катода за счёт конвекции. В течение нескольких минут катод разогревается и одновременно увеличивается давление водорода в приборе. Когда температура катода и давление газа достигают необходимых величин (обычно на это требуется 3÷6 мин), водородный тиратрон готов к работе.

Современные водородные тиратроны рассчитаны на коммутацию цепей при импульсной мощности от 10 квт до нескольких десятков мегаватт. Наиболее мощные водородные тиратроны пропускают при разряде импульсные токи до 2000 а и имеют предельно допустимое анодное напряжение при отсутствии разряда (т. е. в запертом положении) около +30 кв. Примерно такой же является величина и предельно допустимого обратного напряжения на аноде.

Основные данные ряда выпускаемых нашими заводами водородных тиратронов приведены в табл. 20.3.

ИОННЫЕ ПРИБОРЫ С САМОСТОЯТЕЛЬНЫМ РАЗРЯДОМ

§ 21.1. Стабилитроны

Стабилитроны тлеющего разряда

Стабилитронами называются газоразрядные стабилизаторы напряжения с холодным катодом. В современной радиоэлектронной аппаратуре стабилитроны являются важным элементом, обеспечивающим стабильность и точность её работы. По виду газового разряда, применяющегося в них, стабилитроны делятся на две группы: стабилитроны тлеющего разряда и стабилитроны коронного разряда.

Стабилитрон тлеющего разряда состоит из двух электродов в виде коаксиальных цилиндров, помещённых в стеклянном баллоне, наполненном инертными газами (рис. 21.1). Катодом *К* служит цилиндр большего радиуса, а анодом *А* — цилиндр меньшего радиуса, изготовляемый в виде отрезка прямолинейной никелевой проволоки. К катоду с внутренней стороны приварена никелевая проволочка — поджигающий электрод *П*. Расстояние между концом этой проволочки и анодом небольшое, благодаря чему облегчается зажигание разряда в приборе.

Материал катода и газ берутся такими, чтобы напряжение на зажимах стабилитрона при горении его в режиме нормального катодного падения равнялось бы стабилизируемой величине напряжения. Катод изготовляют из никеля или стали, редко — из молибдена. Для уменьшения работы выхода электронов внутреннюю поверхность катода часто активируют цезием, барием или редкоземельными элементами.

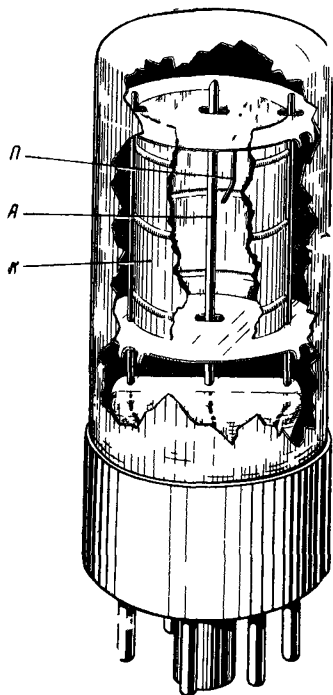


Рис 21.1

Стабилитрон обычно наполняют смесью инертных газов (аргон—неон, аргон—гелий, аргон—неон—гелий и др.), при давлении порядка нескольких десятков миллиметров ртутного столба; как известно, смесь газов позволяет получить меньший потенциал зажигания U_3 (см. § 19.4).

При подаче на анод стабилитрона положительного напряжения $U_{ct} \geq U_3$ в приборе зажигается тлеющий разряд. Вольтам-

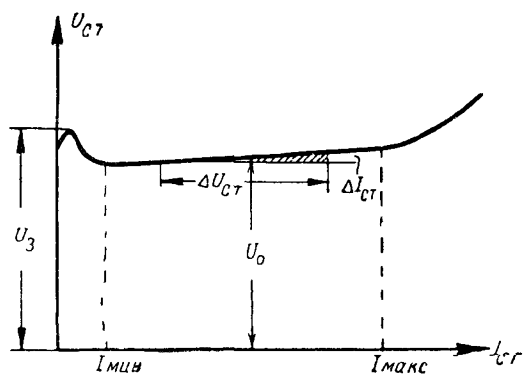


Рис. 21.2

перная характеристика стабилитрона показана на рис. 21.2. Она имеет вид, типичный для тлеющего разряда (сравните с рис. 19.6). В качестве рабочего используется участок характеристики, соответствующий режиму нормального катодного падения от тока $I_{мин}$ до тока $I_{макс}$. На этом участке характеристика близка к го-

ризонтальной, так как рост тока через прибор сопровождается увеличением рабочей (светящейся) поверхности катода и плотность тока эмиссии катода, а вместе с этим и величина катодного падения напряжения остаются почти неизменными. Для увеличения протяжённости участка характеристики, соответствующего нормальному тлеющему разряду, необходимо иметь катод с возможно большей поверхностью, поэтому площадь катода стабилитрона всегда больше площади анода.

На рабочем участке характеристики $U_{ct} = f(I_{ct})$ внутреннее (дифференциальное) сопротивление стабилитрона $R_i = \frac{\Delta U_{ct}}{\Delta I_{ct}}$ имеет относительно малую величину (порядка 100 ом), значительно меньшую, чем сопротивление прибора постоянному току $R_0 = \frac{U_{ct}}{I_{ct}}$, которое, кроме того, заметно изменяет свою величину при переходе от одной точки характеристики к другой. Помимо внутреннего сопротивления R_i , параметрами стабилитрона являются: напряжение зажигания $U_{зж.мин}$, напряжение стабилизации U_0 , минимальный ток $I_{мин}$ и максимальный ток $I_{макс}$ режима нормального катодного падения.

В схемах стабилизации напряжения стабилитрон включается параллельно нагрузочному сопротивлению R_n ; в неразветвлённую часть цепи обязательно должно быть включено бал-

ластное ограничительное сопротивление r (рис. 21.3). Если характер нагрузочной цепи таков, что ток в ней может изменяться от нуля до наибольшего значения I_R , то рабочий режим стабилизатора устанавливается следующим образом. При разомкнутом сопротивлении R_n зажигают стабилизатор и подбором величины сопротивления r устанавливают в нём наибольший ток $I_{\text{макс}}$ режима нормального катодного падения. Напряжение на зажимах стабилизатора в этом режиме равно U_0 ; общее напряжение питания равно

$$E_a = U_0 + I_{\text{макс}} r. \quad (21.1)$$

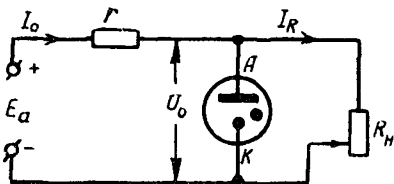


Рис. 21 3

При замыкании цепи нагрузки и уменьшении величины сопротивления R_n ток I_0 в неразветвлённой части цепи должен увеличиться и, увеличивая падение в сопротивлении r , должен вызвать уменьшение напряжения на стабилизаторе и на нагрузке. Но так как стабилизатор работает в режиме нормального катодного падения, то малейшее уменьшение напряжения на его зажимах вызывает уменьшение тока в нём (за счёт сокращения рабочей поверхности катода), вследствие чего общий ток $I_0 = I_{cm} + I_R$ и падение $I_0 r$ также уменьшатся и напряжение на стабилизаторе и на нагрузке поднимется почти до прежнего значения. В этом режиме изменения токов нагрузки и стабилизатора происходят в противоположных направлениях и близки к величине: $\Delta I_R \approx -\Delta I_{cm}$. Поэтому изменение напряжения на стабилизаторе и, следовательно, на нагрузочном сопротивлении равно

$$\Delta U_{cm} \approx -R_l \Delta I_R. \quad (21.2)$$

Это изменение напряжения ΔU_{cm} будет значительно меньшим, чем то изменение напряжения ΔU_R на зажимах нагрузочного сопротивления, которое имело бы место при отсутствии стабилизатора в схеме

$$\Delta U_R = R_n \Delta I_R. \quad (21.3)$$

Вытекающее из (21.2) и (21.3) соотношение

$$\frac{\Delta U_{cm}}{\Delta U_R} \approx -\frac{R_l}{R_n}. \quad (21.4)$$

показывает, что чем меньше внутреннее сопротивление стабилизатора по сравнению с сопротивлением нагрузки R_n , тем более совершенной будет стабилизация напряжения. Такой режим стабилизации, очевидно, возможен до тех пор, пока ток в ста-

билитроне не уменьшится до минимального значения $I_{мин}$, при котором стабилитрон потухает.

Аналогично работает описываемая схема и в тех случаях, когда ток нагрузки изменяется в некоторых пределах около своего нормального среднего значения или когда сопротивление нагрузки R_n остаётся постоянным, а изменяется напряжение питания E_a . В последнем случае балластное сопротивление следует взять таким, чтобы при среднем значении E_a через стабилитрон проходил средний ток режима нормального катодного падения, равный $\frac{I_{макс} + I_{мин}}{2}$, следовательно,

$$E_a = U_0 + r \left[I_R + \frac{I_{макс} + I_{мин}}{2} \right]. \quad (21.5)$$

При увеличении или уменьшении E_a будет увеличиваться или уменьшаться ток через стабилитрон $I_{ст}$, общий ток I_0 и падение напряжения $I_0 r$ так, что напряжение на стабилитроне и на нагрузке и, следовательно, ток в цепи нагрузки I_R будут оставаться почти постоянными.

При выполнении условия $R_i \ll R_n$ можно составить следующую эквивалентную схему (для изменяющихся токов) цепи, в которую включён стабилитрон (рис. 21.4). Здесь

$$\Delta I_{ст} = \frac{\Delta E_a}{r + R_i}, \quad (21.6)$$

и, так как $\Delta I_{ст} = \frac{\Delta U_{ст}}{R_i}$, получаем

$$\Delta U_{ст} = \frac{\Delta E_a}{r + R_i} R_i. \quad (21.7)$$

При $r \gg R_i$

$$\Delta U_{ст} \approx \Delta E_a \frac{R_i}{r}. \quad (21.8)$$

Формулы (21.7) и (21.8) показывают, что чем меньше внутреннее сопротивление стабилитрона R_i и чем большим взято балластное сопротивление r , тем более совершенной является стабилизация напряжения.

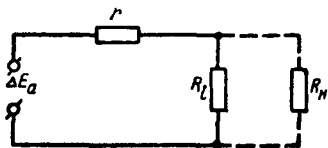


Рис. 21.4

В табл. 21.1 приведены данные некоторых стабилитронов, выпускаемых нашей промышленностью. Стабилитроны тлеющего разряда разработаны на напряжения до 150 в. Для стабилизации более высоких напряжений можно применить последовательное включение

нескольких (до 50) однотипных стабилитронов. Для этой же цели разработаны новые виды стабилитронов, в которых применяется коронный разряд.

Таблица 21.1

Наименование типа	Наибольшее напряжение зажигания U_z , в	Номинальное напряжение горения U_0 , в	Рабочий ток		Усреднённая величина внутреннего сопротивления R_i , ом
			наименьший $I_{мин}$, ма	наибольший $I_{макс}$, ма	
СГ1П	175	150	5	30	160
СГ2П	150	108	5	30	100
СГ2С	105	75	5	40	170
СГ3С	127	108	5	40	100
СГ4С	180	152	5	30	160
СГ5Б	180	150	5	10	800
СГ10С	150	89	4	15	227
СГ11П	130	85	5	30	80

Стабилитроны коронного разряда

Коронный разряд является специфическим видом газового разряда, наблюдаемым при повышенных давлениях газа — от нескольких десятков миллиметров ртутного столба до давлений, превышающих атмосферное. Необходимым условием для возникновения коронного разряда является сильная неоднородность электрического поля около одного или обоих электродов. Например, коронный разряд возникает в коаксиальной цилиндрической системе электродов около электрода с малым радиусом кривизны. Если этот электрод служит анодом, то корона называется положительной, а если катодом — то отрицательной.

Когда на электродную систему подаётся разность потенциалов, тогда в слое газа, прилегающем к электроду с малым радиусом кривизны, образуются неоднородные электрические поля большой напряжённости. Следствием этого является возбуждение и ионизация атомов газа. Происходящие одновременно процессы рекомбинации и переходы электронов с уровней возбуждения на нормальные энергетические уровни вызывают характерное свечение этого слоя, названное *короной*. Остальное пространство между электродами обычно остаётся тёмным, так как напряжённость поля здесь недостаточна для возбуждения и ионизации атомов газа.

При положительной короне ионы, образовавшиеся в светящемся слое, движутся в область пространства, не охваченную свечением, и переносят ток к катоду.

Коронный разряд является разрядом самостоятельным. Для него характерны высокие напряжения на электродах (до 30 кВ

и более) и малые токи (в ионных приборах—доли миллиампера). С ростом тока коронный разряд переходит в тлеющий (в разреженном газе) или в искровой (при давлениях порядка атмосферного). Ток коронного разряда в отличие от тока тлеющего и дугового разряда ограничивается самим разрядом, а не внешним добавочным сопротивлением, так как электропроводность тёмного слоя коронного разряда очень мала и плазма здесь не образуется.

Вольтамперная характеристика коронного разряда в общем случае является возрастающей (рис. 21.5) и потому малоприспособна для стабилизации напряжения. Но при определённом выборе газа и геометрии электродов она на значительном участке может быть близка к горизонтальной. На рис. 21.5 характеристики коронного

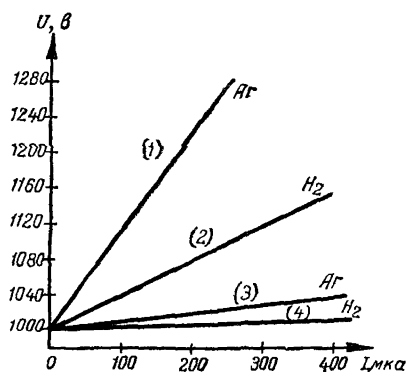


Рис. 21.5

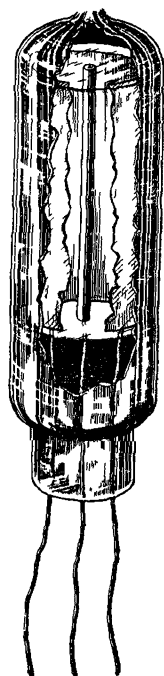


Рис. 21.6

разряда (1) и (2) сняты соответственно для аргона и водорода при отношении радиусов катода и анода $\frac{r_k}{r_a} = 50$, а характеристики (3) и (4) — при $\frac{r_k}{r_a} = 8$. Наличие почти горизонтальных участков характеристик (3) и (4) позволяет применить коронный разряд в газоразрядных стабилизаторах напряжения.

В стабилизаторе коронного разряда (рис. 21.6) катодом служит цилиндр большего радиуса, а анодом — металлический стержень меньшего радиуса. Корона, следовательно, является положительной. Прибор наполняется водородом.

Стабилизаторы коронного разряда изготовляют на напряжении от 300 в до 30 кВ с пределами стабилизации по току от нескольких микроампер до 1000 мкА. Основные параметры некоторых стабилизаторов коронного разряда приведены в табл. 21.2.

Таблица 21.2

Наименование типа	Начальное напряжение короны U_3 , в	Напряжение горения U_0 , в	Рабочий ток		Усреднённая величина внутреннего сопротивления R_i ком
			наименьший I_{\min} мка	наибольший I_{\max} мка	
СГ7С	420	390 ± 10	3	100	144
СГ8С	1000	900 ± 20	3	100	310
СГ9С	1300	1250 ± 30	10	200	338
СГ12П	—	4000 ± 200	50	1000	250

§ 21.2. Безнакальные тиратроны

Безнакальный тиратрон, или тиратрон с холодным катодом, — это прибор тлеющего разряда, в котором возможно управление зажиганием разряда с помощью специального пускового электрода.

Устройство безнакального тиратрона-триода схематически показано на рис. 21.7а. Между цилиндрическим анодом A и катодом K , представляющим собой металлический стержень, помещённый в стеклянную трубку ¹⁾, установлен дополнительный электрод, называемый *пусковым анодом (ПА)*. Пусковой анод имеет вид диска с отверстием. Он выполняет такие же функции, что и сетка в тиратронах с накалившимся катодом. При подаче на пусковой анод импульса положительного напряжения зажи-

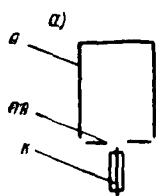


Рис. 21.7

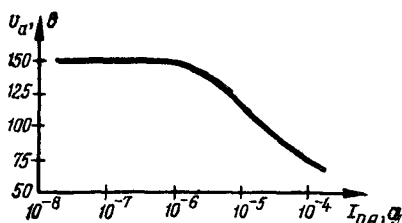


Рис. 21.8

гается вначале разряд между ним и катодом, затем разряд перебрасывается на анод (если на последний подан достаточный положительный потенциал). Пусковая характеристика такого тиратрона положительная (рис. 21.8).

Устройство безнакального тиратрона-тетрода схематически показано на рис. 21.7б. Между холодным катодом K и металлическим стержнем A , играющим роль анода, расположены

¹⁾ Для того чтобы разряд происходил только с торца катода.

две прямоугольные пластины с круглым отверстием в каждой из них. Пластина, расположенная ближе к катоду (C_1), называется экранирующей сеткой, а вторая пластина — управляющей сеткой (C_2). Пусковые характеристики данного тиратрона также положительные, они приведены на рис. 21.9 для случая, когда первая и вторая сетки соединены.

Безнакальные тиратроны наполняют смесью неона и аргона. Поскольку разряд в этих приборах является тлеющим, падение напряжения между катодом и анодом при разряде в безнакальных тиратронах значительно больше, чем в тиратронах с накаливаемым катодом, а пропускаемые токи — меньше. Величина анодного тока при разряде не превышает нескольких миллиампер, а напряжение горения достигает 100 в и более.

Безнакальные тиратроны применяются в маломощных релейных схемах автоматики. Они не требуют затраты мощности на накал катода и, будучи включены в схему, в любой момент готовы к работе.

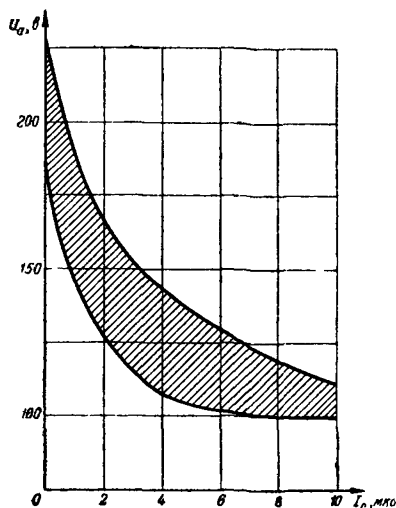


Рис. 21.9

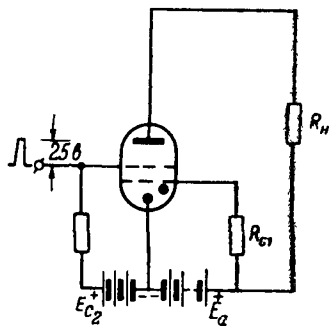


Рис. 21.10

Наибольшее распространение в настоящее время получили безнакальные тиратроны — триод МТХ-90 и тетрод ТХ-3Б. На рис. 21.10 приведена типовая схема включения безнакального тиратрона ТХ-3Б в качестве реле, а в табл. 21.3 — данные типовых режимов его работы.

Таблица 21.3

Режимы	E_a в	E_{c2} в	I_{c1} мкА	Напряже- ние входно- го сигнала в	Частота входных сигналов гц
Режим I	175	75	5	≥ 25	0—1500
Режим II	175	60	50	≥ 25	0—1500

Горящее сопротивление R_{c1} выбирается таким, чтобы в цепи первой сетки постоянно проходил ток I_{c1} , соответствующий одному из режимов, указанных в таблице. Для зажигания основного разряда в тиратроне необходимо в цепь второй сетки в дополнение к постоянному напряжению E_{c2} подать входной сигнал длительностью не менее 15 мксек и напряжением не менее 25 в.

§ 21.3. Газосветные лампы

Приборы, наполненные газом и дающие при прохождении через них тока свечение, используемое для той или иной цели, называются «газосветными» лампами. Различные газы дают свет разного цвета, например, гелий даёт жёлтое свечение, аргон — сиреневое, неон — красноватое, пары ртути — голубовато-зелёное. Применяются такие цветные лампы для рекламного и иллюминационного освещения, в качестве сигнальных ламп (указатели, маяки), для записи звука в звуковом кино, в фототелеграфных аппаратах для приёма изображений и т. д. Применение в фототелеграфных установках и в звуковом кино ламп с тлеющим светом обусловлено необходимостью иметь источник света, который мог бы изменять свою яркость чрезвычайно быстро, несколько тысяч раз в секунду. Обычные лампы накаливания из-за своей тепловой инерции для этой цели совершенно непригодны. Лампы с тлеющим светом являются такими относительно малоинерционными источниками света.

В газосветной лампе ТМН-2, применяемой в отечественных фототелеграфных аппаратах, катод представляет собой стальной цилиндр, на который надета стеклянная трубка (рис. 21.11). Против открытого верхнего конца катода расположен никелевый анод в виде диска с отверстием в центре. Лампу наполняют смесью газов: аргона, азота и водорода при давлении $10 \div 12$ мм рт. ст. Если приложить к электродам напряжение достаточной величины, то получится тлеющий разряд в лампе и со стороны анода будет видна светящаяся точка—верхний конец катода, покрытый тлеющим светом. Точечные газосветные лампы работают в режиме аномального катодного падения. При изменении напряжения на электродах меняется величина тока, проходящего через лампу, и соответственно меняется яркость свечения, возбуждаемого в лампе.

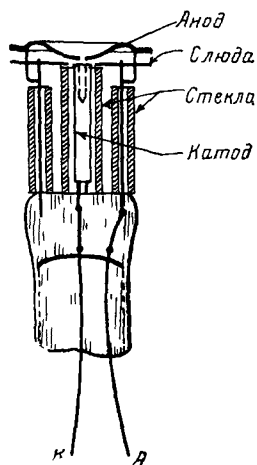


Рис. 21.11

Вольтамперная характеристика газосветной лампы изображена на рис. 21.12. Направление изменения U_a и I_a показано на кривой стрелками. Прекращение тока наступает при некотором значении U_n — напряжении потухания, которое всегда бывает меньше напряжения зажигания. Такая характеристика получила название «гистерезисной характеристики» газосветной лампы.

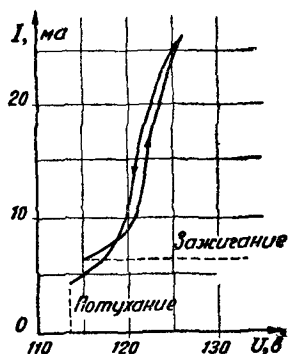


Рис. 21.12

Частотная характеристика лампы ТМН-2 показана на рис. 21.13. Начиная с частоты $f=1500 \div 2000$ гц, становится заметным уменьшение относительной силы света.

Такая инерционность, а также недостаточная яркость свечения не позволяют применять лампу ТМН-2 в быстродействующих фототелеграфных аппаратах. Для последних разработаны газосветные лампы иной конструкции, дающие более яркое свечение и обладающие



Рис. 21.13

меньшей инерционностью. В этих лампах применён накаливаемый катод и, в отличие от ранее описанных газосветных ламп, используется анодное свечение. Разряд сосредоточивается в узком сопле, помещённом между катодом и анодом (рис. 21.14). Благодаря этому время деионизации сокращается, так как рекомбинация ионов и электронов происходит в основном на стенках сопла. Соответственно уменьшается инерционность лампы. Рабочие напряжения, благодаря применению накаливаемого катода, также снижены. Анод в виде металлического кольца находится перед соплом. Такие лампы наполняют смесью аргона и паров ртути. Они имеют предельную рабочую частоту около 100 кгц. Наполнение ламп смесью аргона и азота позволяет увеличить предель-

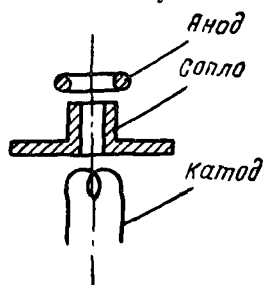


Рис. 21.14

ную частоту до 300 кГц, но при этом возрастает потребление тока (до 210 мА при $U_a = 30$ В) и снижается срок службы из-за поглощения азота в лампе.

§ 21.4. Ртутные вентили

Экситроны

Ртутные вентили являются приборами с самостоятельным дуговым разрядом, происходящим в парах ртути, которые образуются в разрядном пространстве, вследствие испарения в вакууме ртути, используемой в качестве катода вентиля. Такой катод обладает почти неограниченной эмиссией и имеет большую долговечность. Ртуть, испаряющаяся при работе вентиля, конденсируется на стенках прибора и стекает обратно к катоду. Вследствие относительной простоты устройства и эксплуатации, высокого коэффициента полезного действия и способности выдерживать значительные перегрузки, ртутные вентили широко применяются в различных областях электротехники.

Различают два вида ртутных вентилях: *экситроны* (собственно ртутные вентили) и *игнитроны*.

Принципиальное устройство и схема включения стеклянного ртутного экситрона показаны на рис. 21.15. Экситрон состоит из

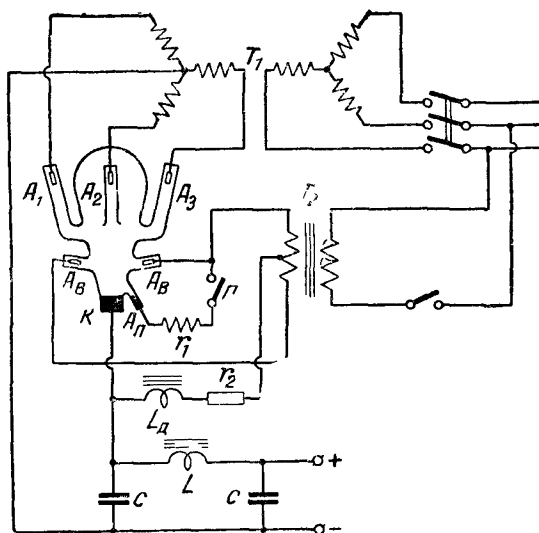


Рис 21 15

стеклянной колбы, в нижней части которой налита ртуть, являющаяся катодом прибора (К). Большой баллон колбы служит для лучшей конденсации ртутных паров. Аноды экситрона, из

готовляемые из стали или графита, расположены в специальных стеклянных трубках — «рукавах», приваренных к колбе. Экситрон, изображённый на рис. 21.15, имеет следующие шесть анодов:

1) три главных рабочих анода (A_1 , A_2 и A_3), к которым подводится выпрямляемое переменное напряжение от вторичной обмотки трёхфазного трансформатора T_1 ; эта обмотка соединена «звездой» и нулевая точка её является отрицательным зажимом выпрямленного тока, положительным полюсом служит катод выпрямителя;

2) два анода (A_6) независимого возбуждения или, как их иногда называют, дежурные аноды, питаемые от вспомогательного трансформатора T_2 по схеме двухполупериодного выпрямления;

3) один анод (A_n), расположенный около катода и служащий для пуска выпрямителя.

Включив трансформатор T_2 и замкнув рубильник Π , наклоняют колбу так, чтобы ртуть соединилась с пусковым анодом A_n ; тогда половина вторичной обмотки трансформатора T_2 замыкается на сопротивления r_1 и r_2 . При возвращении колбы в нормальное положение в месте разрыва цепи ртути — пусковой анод возникает дуга, сопровождающаяся образованием на поверхности ртути светлого катодного пятна. Вследствие испарения ртути в вакууме всё разрядное пространство заполнено парами ртути при давлении порядка 10^{-3} мм рт. ст. Электроны, интенсивно испускаемые катодным пятном за счёт автоэлектронной эмиссии, будут двигаться к одному из дежурных анодов, заряженному в данный момент положительно.

Приобретая достаточную скорость, электроны ионизируют пары ртути и с получающимися положительными и отрицательными ионами образуют ток в цепи дежурных анодов; между этими анодами и ртутным катодом устанавливается дуга, после этого рубильник Π размыкают. Для обеспечения непрерывности горения дуги и перехода её с одного дежурного анода на другой (при изменении знака напряжения на них) в цепь дежурного зажигания включён дроссель L_d . Если дросселя нет, то при уменьшении положительного напряжения на работающем аноде до нуля, дуга между ним и ртутью гаснет (рис. 21.16а), пары ртути быстро деионизируются и при появлении на другом аноде положительного напряжения дуга не зажжётся — надо опять «пускать» экситрон. При наличии дросселя изменения выпрямленного тока запаздывают относительно напряжения, и хотя напряжение от трансформатора T_2 на первом аноде упадёт до нуля, ток и дуга в цепи этого анода не прекращаются, пары ртути остаются ионизированными и дуга возникает на втором аноде, как только на нём появится положительное напряжение (рис. 21.16б). При включении трансформатора T_1 между

ртутью и главными анодами возникает дуга, последовательно переходящая с одного анода на другой и на третий соответственно изменениям их потенциалов (рис. 21.17), причём в каждый момент времени дуга горит только в цепи того анода, который имеет наибольший положительный потенциал. В цепи главного выпрямленного тока включены индуктивность L и ёмкость C (фильтра) для сглаживания пульсаций выпрямленного тока. Если получаемый от экситрона ток не изменяется (радиотелефонный передатчик с анодной модуляцией), то дуга на главных анодах не гаснет, так как волны трёхфазного тока перекрывают друг друга, и дежурные аноды могут быть выключены. В случае же колебаний нагрузочного тока и возможного при работе значительного уменьшения его (телеграфный радиопередатчик) дежурное зажигание должно быть всё время включено, чтобы поддерживать все время на поверхности ртути катодное пятно. Для спокойного горения дуги и безотказного её возникновения на других анодах необходим ток в колбе не менее $3 \div 4$ а. Падение напряжения внутри экситрона равно в среднем 25 в и почти не зависит от величины тока, проходящего через прибор. Малое падение напряжения при нормальной работе даёт возможность использовать ртутные вентили в выпрямителях с очень большим коэффи-

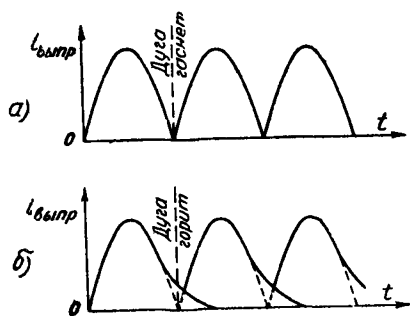


Рис. 21.16

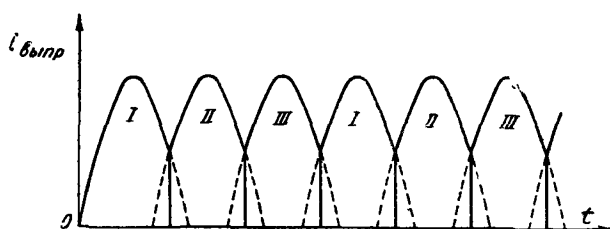


Рис. 21.17

циентом полезного действия, достигающим в мощных установках до 99%. Ртутные вентили с успехом применяются при выпрямлении сильных токов при невысоких напряжениях порядка нескольких сотен вольт (например, на трамвайных подстанциях) и при выпрямлении переменного тока для зарядки аккумуляторов.

При напряжении обратного направления, когда ртутный катод заряжается положительно, а анод — отрицательно, между электродами возникает малый *обратный ток* величиной в несколько десятков миллиампер. Этот ток образуется ионами, оставшимися в пространстве после прекращения дуги, горевшей на данном аноде, и ионами, которые притягиваются к отрицательно заряженному аноду из плазмы дуги, горящей на соседнем положительно заряженном аноде. Обратный ток получается тем больше, чем больше рабочий ток вентиля и чем выше обратная разность потенциалов. При больших значениях напряжения обратного направления с анода под действием сильной ионной бомбардировки начнётся эмиссия электронов и обратный ток может перейти в «обратное зажигание» дуги с катодным пятном на аноде. Возникновению обратного зажигания способствует увеличение давления паров ртути в колбе вследствие повышения температуры и загрязнение анодов ртутью и иными материалами, особенно щелочными металлами.

Так как при возникновении на одном из анодов обратной дуги другие аноды заряжены положительно, то устанавливается дуговой разряд между анодами, ведущий к короткому замыканию вторичной обмотки трансформатора и в силу значительного увеличения тока — к сильному нагреву и распылению анодов. Всё это заставляет и при изготовлении вентиля и при эксплуатации их принимать все меры для предотвращения обратного зажигания: добиваться чистоты электродов и ртути, применять графит вместо стали для анодов, хорошо охлаждать вентили и пр. Принудительное охлаждение стеклянных ртутных экситронов осуществляется при помощи вентилятора, помещаемого так, чтобы в первую очередь охлаждались стенки колбы у катода и у пространства конденсации; температура в анодных рукавах должна быть более высокой для предупреждения конденсации ртути на анодах и обеспечения меньшей плотности паров в пространстве около анодов. Для этой же цели температура самих анодов должна быть в пределах от 450 до 550°C.

Для уменьшения обратного тока в экситронах высокого напряжения, в которых особенно сильна опасность развития обратного тока в дугу, рукава главных анодов в них делают значительной длины. Ионы, идущие к аноду, должны будут проходить более длинный путь, на котором испытывают большее число столкновений, заканчивающихся рекомбинацией их в нейтральные молекулы. Поэтому до анода доходит меньшее число ионов и обратный ток будет меньше.

Некоторые стеклянные экситроны, рассчитанные на сравнительно небольшие выпрямленные токи, не имеют анодов возбуждения. Для непрерывного поддержания дуги в этих экситронах включают параллельно нагрузочному сопротивлению балластное сопротивление, которое обеспечивает горение дуги и при выключении

ченной нагрузке. Для выпрямления токов порядка $200 + 300$ а разработаны металлические запаянные экситроны.

В табл. 21.4 приведены электрические данные некоторых стеклянных (ВН — с дежурными анодами и В — без дежурных анодов) и металлических запаянных (РМ) экситронов отечественного производства ¹⁾.

Таблица 21.

Типы экситронов	2В-6, 2ВН-6	2В-12 2ВН-12	2В-20 2ВН-20	3В-30 3ВН-30	3ВН-60	3В-100	3ВН-6/15 000	РМ-200	РМ-300
$I_{\text{выпр}}, а$	6—7	12	20	30	60	100	6	200	300
$U_{\text{выпр}}, в$	250	250	250	250	250	250	—	460	600
$U_{\text{обр}}, в$	600	600	600	600	600	600	15 000	—	—
Число главных анодов	2	2	2	3	3	3	3	3	3

В технике сильных токов, например для электрической тяги, применяют разборные металлические экситроны. Необходимый для работы вакуум создаётся в них имеющимися при каждом экситроне откачными насосами. Такие экситроны изготовляют в виде многоанодных или одноанодных приборов на токи до 1000 а при выпрямленном напряжении $600 - 800$ в. Выпрямительные установки с разборными металлическими экситронами выпускают на токи до 12 000 а при напряжении $600 - 800$ в и на токи до 500 а при напряжении $3 - 3,5$ кв. Такие мощные установки представляют собой комплект из нескольких (до 12) одноанодных экситронов.

Для выпрямления напряжений выше $10 - 15$ кв применяют металлические экситроны специальной высоковольтной конструкции. Между катодом и анодом у них помещён ряд экранов-вставок. Опытные образцы высоковольтных разборных металлических одноанодных экситронов дают выпрямленное напряжение 120 кв при максимальном токе 150 а.

Игнитроны

Игнитроном называется ртутный вентиль, в котором применён вспомогательный электрод специального устройства для зажигания вентиля при помощи электрического тока и для регулирования получаемого от вентиля выпрямленного напряжения. Этот поджигающий электрод изготавливается из карборунда с

¹⁾ Данные табл. 21.4 заимствованы из книги И. Л. Каганова «Электронные и ионные преобразователи», ч. II, 1955 г.

примесью кремния или из карбида бора в форме стержня слегка конической формы; он всё время имеет контакт с катодом игнитрона, будучи опущен в ртуть на глубину $3 \div 5$ мм (рис. 21.18).

Карборунд и карбид бора являются полупроводниками, не смачиваемыми ртутью; поэтому при подведении между катодом и зажигателем разности потенциалов порядка $60 \div 80$ в (плюс потенциала на зажигателе) на границе соприкосновения зажигающего стержня с ртутью создаётся поле с большим градиентом потенциала ($10^5 \div 10^6$ в/см), достаточным для возникновения автоэлектронной эмиссии с поверхности ртути. Образующаяся вследствие этого дуга своим анодным концом перемещается на верхние участки зажигающего стержня, имеющие более высокий положительный потенциал, и вызывает зажигание дуги между ртутью и анодом игнитрона, если анод в это время заряжен положительно.

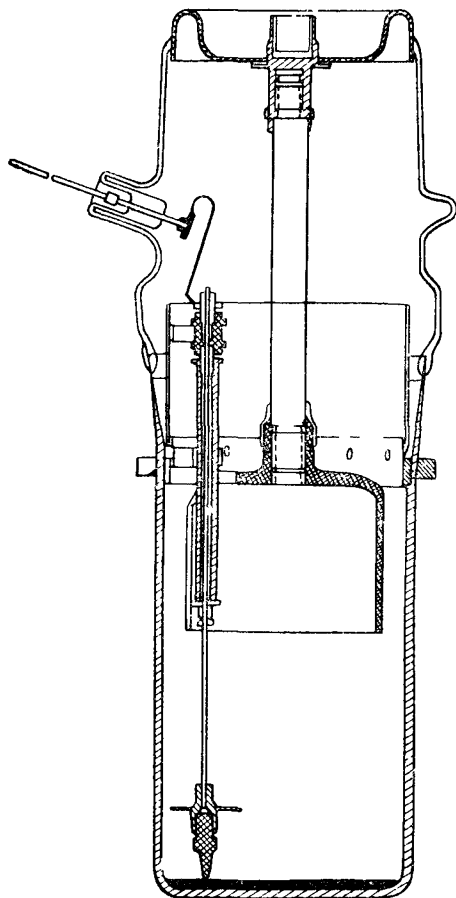


Рис. 21.18

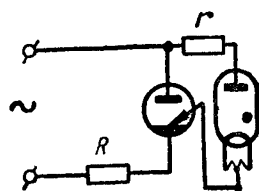


Рис. 21.19

Схема включения игнитрона для выпрямления переменного тока невысокого напряжения показана на рис. 21.19. Цепь зажигающего стержня питается от анодного напряжения; для того чтобы дуга на зажигающем стержне возникала только в положительные полупериоды анодного напряжения, в цепь зажигающего стержня включается маломощный выпрямительный прибор (например, газотрон). При увеличении на аноде положительного напряжения (кри-

вая 1 рис. 21.20) в цепи зажига́теля начинае́т проходить то́к (кривая 2). Когда́ это́т то́к дости́гнет значе́ния не́скольких ампер, возни́кает ду́га сна́чала ме́жду катодо́м и зажига́телем, за́тем ме́жду катодо́м и ано́дом. При за́жигании ду́ги на рабо́чем ано́де потенциа́л его́ умень́шается до $15 \div 20$ в (рабо́чее напря́жение ду́ги в игни́троне), всле́дствие че́го то́к в це́пи зажига́теля па́дает до о́чень ма́лой ве́личины. Ду́га и то́к в це́пи ано́да бу́дут сущест́вовать в про́должение поло́жительного полу́периода (кривая 3) и прекрати́тся, ко́гда напря́жение на ано́де умень́шится до ну́ля. В ка́ждый сле́дующий поло́жительный полу́период проце́с за́жигания ду́ги бу́дет повто́ряться. Если́ в це́пь зажига́теля вме́сто газотро́на вклю́чить ка́кой-ли́бо упра́вляемый при́бор с се́ткой (напри́мер, тира́трон), то при по́мощи его́ мо́жно бу́дет изме́нять мо́мент нача́ла прохо́ждения то́ка че́рез зажига́тель и, сле́дова́тельно, изме́нять мо́мент за́жигания ду́ги. При бо́лее по́зднем за́жигании ду́ги в игни́троне умень́шается про́должи́тельность импу́льсов выпря́мленного то́ка в ано́дной це́пи, всле́дствие че́го умень́шается сре́днее значе́ние выпря́мленного то́ка и выпря́мленного напря́жения. Изме́няя мо́мент за́жигания ду́ги, мы полу́чаем возмо́жность регу́лировать выпря́мленное напря́жение в преде́лах от ну́ля до его́ полно́й ве́личины.

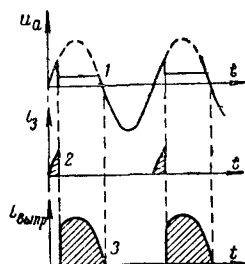


Рис. 21.20

Так как игни́трон являе́тся одноано́дным при́бором и всле́дствие отсутст́вия ду́ги при отри́цательном полу́перио́де свобо́дных ио́нов в разря́дном про́странстве име́ется о́чень не́большо́е количе́ство, то обратный то́к в игни́троне о́чень ма́л и опасно́сть обратного за́жигания значите́льно ме́ньше, че́м в мно́гоано́дных экситро́нах. Поэто́му в игни́тронах ано́д распо́лагается на не́большо́м рассто́янии от катодо́а, всле́дствие че́го ве́сь при́бор име́ет ме́ньшие разме́ры и изгото́вление его́ про́ще, че́м изгото́вление сло́жных сте́кланных констру́кций экситро́нов.

Игни́троны на то́ки до 100 а при обратном напря́жении до $10 \div 12$ кв изгото́вляются сте́кланно-меха́ническими (рис. 21.18). Нижняя ча́сть (катодо́ный стака́н) сде́лана из высокохро́мистой ста́ли или из ме́ди. Верхняя ча́сть, где за́крепляе́тся ано́д, сде́лана из сте́кла. Ано́д изгото́вляется из гра́фита и име́ет фо́рму цили́ндра или полу́сферы. Катодо́ный стака́н охла́ждается водо́й, для че́го он поме́щается в специа́льный ба́чок, не показанны́й на рисунке. благода́ря бо́лее высо́кой температу́ре в ано́дной каме́ре, плотность ртутных па́ров в ней бу́дет ме́ньше, че́м у катодо́а (при одина́ковом давле́нии), что благоприя́тно сказа́ывается на уве́личении допу́стимого обратного напря́жения. На бо́льшие значе́ния то́ка (сре́дний то́к поря́дка $300 \div 500$ а) игни́троны изгото́вляются це́льноме́таллическими. Раз

работаны также высоковольтные металлические игнитроны (с сетками) на выпрямленные напряжения до 15 кВ при среднем токе 120 а.

Основными преимуществами игнитронов перед многоанодными экситронами, кроме меньших размеров и меньшей опасности обратного зажигания, являются: 1) меньшее падение напряжения в игнитроне ($15 + 20$ в вместо $25 + 30$ в), обусловленное меньшим расстоянием между катодом и анодом; 2) способность игнитронов выдерживать значительные кратковременные перегрузки (в $50 + 100$ раз больше номинального среднего тока); благодаря последнему обстоятельству игнитроны могут быть с успехом использованы в различных установках импульсного действия.

В табл. 21.5 указаны электрические данные некоторых типов игнитронов, изготавливаемых нашими заводами.

Таблица 21.5

Тип игнитрона	Максимальный ток анода $I_{\text{макс}}$ а	Средний ток ано- да $I_{\text{ср}}$, а	Максимальный импульс тока ано- да (в течение 0,01—0,02 сек), а	Наибольшее об- ратное напряже- ние $U_{\text{обр}}$, кВ	Падение напря- жения при разря- де $U_{\text{д}}$, в	Напряжение за- жигания, в	Ток зажигания, а
И-20/1500	60	20	1000	1,5	15	175	15
И-50/1500	150	50	2000	1,5	15	175	15
И-100/1000	300	100	2000	1	20	175	15
И-100/5000	300	100	—	5	20	200	12

§ 21.5. Газонаполненные разрядники

Разрядники проводных линий связи

Газонаполненные разрядники применяются для защиты телеграфных и телефонных линий от перенапряжений, которые возникают в этих линиях вследствие влияния расположенных вблизи мощных линий высоковольтных передач¹⁾. Наиболее сильным это влияние бывает при коротких замыканиях в линиях электропередачи, когда ток в них увеличивается до многих сотен и тысяч ампер и, индуцируя в линиях связи значительные напряжения, может вызвать порчу включённых в них приборов и аппаратов за то время (обычно доли секунды), пока не сработают автоматы на центральных станциях, выключающие линии при таких авариях.

¹⁾ От перенапряжений, возбуждаемых атмосферными разрядами, достаточно надёжной защитой являются громоотводы.

Установки связи рассчитываются на рабочие напряжения, не превышающие 240 в постоянного тока (в телеграфных линиях) и 150 в переменного тока (в телефонных линиях). Поэтому разрядники должны обладать такими свойствами, чтобы приходить в действие при возникновении в линиях напряжений больше указанной величины.

Схема включения газонаполненных разрядников показана на рис. 21.21. При нормальных рабочих напряжениях ток через разрядник не проходит; при возникновении в линии повышенного напряжения в разряднике возникает тлеющий разряд, быстро переходящий при дальнейшем повышении напряжения в дуговой разряд, и напряжение на разряднике, а следовательно, и на зажимах защищаемой разрядником установки падает.

Напряжение U_z , при котором начинает работать разрядник, называется порогом зажигания; разрядники делают на напряжения зажигания от 100 до 500 в в зависимости от условий работы линий. Напряжение, устанавливающееся на разряднике при дуговом разряде, равняется от 8÷10 в (в бариевых разрядниках) до 25÷30 в (в алюминиевых). При этом через разрядник проходит сильный ток, который разрядник должен выдержать, не разрушаясь в течение 2÷3 сек, пока не сработают автоматические максимальные выключатели линии передачи или не перегорят плавкие предохранители, включенные в линии связи.

Нашими заводами изготавливаются разрядники двух типов: алюминиевые и бариевые. Алюминиевый разрядник делается в виде стеклянной трубки, в которой смонтированы две алюминиевые пластинки, расположенные параллельно друг другу на расстоянии 2÷3 мм (рис. 21.22а). Бариевый разрядник (рис. 21.22б)

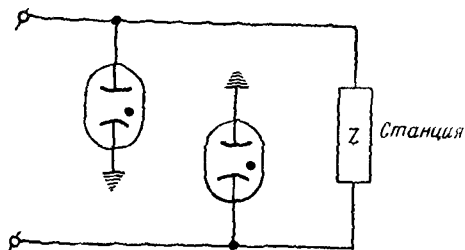


Рис. 21.21

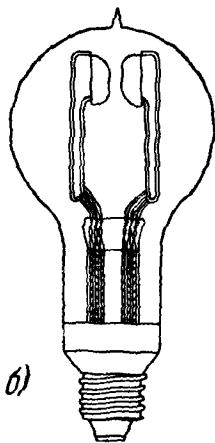
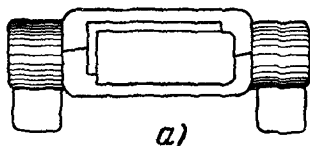


Рис. 21.22

имеет электроды в виде чашечек, в которых укреплены бариевые термитные таблетки: при разложении термита стальные части электродов и сама таблетка активируются и могут давать большую электронную эмиссию при невысоких температурах.

Оба типа разрядника наполняют аргоном с давлением от 30 до 60 мм рт. ст. в зависимости от разрядного напряжения. Качества разрядника определяются тем, насколько он удовлетворяет следующим требованиям, вытекающим из условий работы разрядника.

1. Разрядник должен обладать устойчивым порогом зажигания, не зависящим от времени и предшествующих нагрузок. Удовлетворительным считается разрядник, у которого действительное напряжение зажигания отличается от номинального, указанного на нём, при всяких условиях работы не более чем на $\pm 10\%$. Указанные выше типы разрядников удовлетворяют в общем этому условию.

2. Разрядник должен без вреда для себя выдерживать большие токи. Значение тока, выдерживаемого разрядником, зависит от длительности прохождения через него тока; чем больше ток, тем меньше время, в течение которого разрядник выдерживает его, не разрушаясь. Если взять 10-секундный разряд, то разрушающий ток будет равен для бариевого разрядника $90 \div 100$ а. При разрядах меньшей длительности (порядка $2 \div 3$ периодов переменного тока), когда разрядник не успевает прогреться, значение разрушающего тока равно 150 а. Алюминиевый разрядник, менее мощный, рассчитан на максимальный ток 3 а продолжительностью 2 сек.

3. После нагрузки разрядник должен возможно быстрее восстанавливать свои свойства, т. е. начинать работу при напряжениях, отличающихся от номинальных не более чем на $\pm 10\%$. Так как восстановление порога зажигания определяется охлаждением разрядника, то большая или меньшая длительность этого процесса будет зависеть от мощности, выделенной на электродах разрядника при предшествующем разряде. Чем меньше была величина разрядного тока и короче время разряда, тем быстрее разрядник восстановит своё нормальное напряжение зажигания. На рис. 21.23 изображена кривая, показывающая зависимость времени восстановления в минутах от времени прохождения тока 30 а в бариевом разряднике.

У алюминиевых разрядников, работающих при меньшей максимальной плотности тока и имеющих неактивные электроды, время восстановления меньше, чем у бариевых.

4. Разрядник должен поддерживать постоянство напряжения зажигания в соответствии с номинальным (в пределах колебаний $\pm 10\%$) при изменении температуры от -50° до $+50^\circ\text{C}$ соответственно климатическим условиям нашей страны. Возмож

ные изменения обуславливаются тем, что с изменением температуры изменяется давление газа в разряднике.

5. Разрядник вместе с патроном, в котором он устанавливается, должен обладать малой ёмкостью и большим сопротивлением изоляции. В последнем отношении невыгодно применение нормальных цоколей от ламп накаливания, так как они сильно снижают сопротивление изоляции линии.

Разрядники обычно имеют сопротивление изоляции свыше 40 Мом и междуэлектродную ёмкость менее 20 пф. Алюминиевые разрядники (типа РА) изготовляют с потенциалом зажигания 350 и 460 в; бариевые разрядники (типа РБ) изготовляют трёх типов с напряжением зажигания 280, 350 и 430 в.

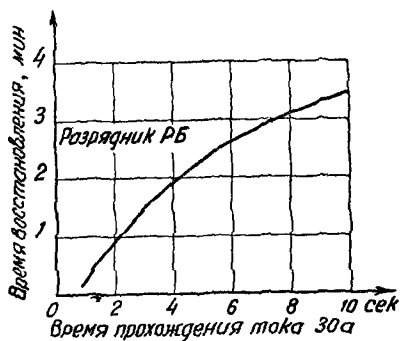


Рис. 21.23

Тригатроны

Тригatronом называется импульсный высоковольтный разрядник с холодным катодом. Разряд в этом приборе происходит в атмосфере газа с повышенным давлением (2 ÷ 6 атм). Тригatron используется, наряду с водородными тиратронами (см. § 20.5) в качестве мощного реле для питания импульсами тока мощных импульсных генераторных ламп и магнетронов.

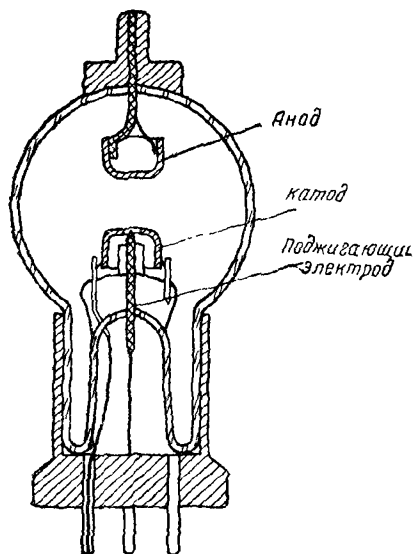


Рис 21.24

Устройство тригатрона схематически показано на рис. 21.24. Катод и анод представляют собой молибденовые чашечки (полусферы), впаянные в стеклянный баллон тригатрона с противоположных сторон и обращённые друг к другу выпуклостями. Высокое напряжение, питающее импульсный модулятор, подводится к этим электродам, но величина его недостаточна для того, чтобы пробить разрядный промежуток. Для поджигания

разряда в тригатроне устроен третий электрод в виде вольфрамового штыря, проходящего через отверстие в катодной чашечке. Между поджигающим электродом и катодом от маломощного генератора прикладывается вспомогательное импульсное напряжение, вызывающее разряд и ионизацию газа, вследствие чего возникает разряд и на главных электродах. Но при этом основной разряд происходит не непосредственно между анодом и катодом, а между катодом и поджигающим электродом и между последним и анодом.

Неустойчивость свойств тригатрона, обусловленная эрозией электродов¹⁾ и изменением количества газа в нём в процессе работы, является его недостатком. В наибольшей степени подвержен эрозии поджигающий штырь, который, имея относительно небольшую поверхность, работает одновременно и как анод прикатодного участка разряда и как катод разряда на анод.

Тригатроны наполняют газом, содержащим около 95% аргона и 5% кислорода. Присутствие кислорода приводит к обра-

зованию на поверхности электродов окисной плёнки, ограничивающей эрозию электродов. Кроме того, кислород способствует уменьшению времени деионизации: отрицательные ионы кислорода, будучи почти такими же малоподвижными частицами, как положительные ионы аргона, рекомбинируют с ними при потухании разряда быстрее, чем электроны. Благодаря этому тригатрон скорее восстанавливает свои изолирующие свойства после прекращения разряда.

На рис. 21.25 приведена фотография тригатрона, имеющего в отличие от рассмотренного выше жидкий ртутный катод. Поджигающий электрод в этом тригатроне представляет собой полупроводниковый ке-

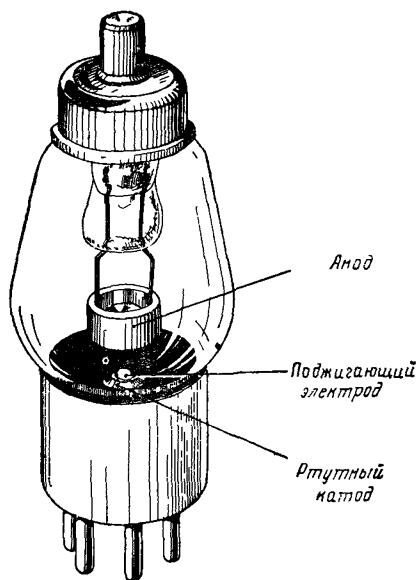


Рис. 21.25

рамический стержень, действующий так же, как зажигатель в игнитроне (см. § 21.4). Наполняют этот прибор смесью аргона и водорода.

В табл. 21.6 приведены основные данные некоторых тригатронов отечественного производства.

¹⁾ Эрозия (от лат. «erodere») — местное изъязвление металла под действием электрической искры.

Таблица 21.6

Тип тригatrona	Амплитуда напряжения анода, кВ	Ток анода в импульсе, а	Выходная мощность в импульсе, кВт	Амплитуда напряжения поджигающего импульса, кВ	Время разогрева тригatrona, мин	Длительность импульса, мксек	Число импульсов в секунду	Примечание
T-409	3	200	225	3+4	5	4÷6	80÷120	с жидким ртутным катодом
T-410	13,5	20	135	5,5÷7,5	2	1,3	800	—
T-411	17,0	40	340	6÷8	2	4	427	—

Газонаполненные разрядники для сверхвысоких частот

В сверхвысокочастотных радиолокационных установках обычно одна и та же антенна используется для мощного передатчика и для высокочувствительного приёмника. При работе передатчика в такой установке приёмник должен быть отключён от антенны, чтобы большая энергия посылаемого передатчиком импульса не могла пройти в приёмник и повредить его. По окончании передачи импульса приёмник должен быть как можно быстрее подключён к антенне, чтобы в продолжение паузы между импульсами передатчика принимать сигналы, улавливаемые антенной.

Быстрые отключения и подключения приёмника, число которых может достигать до нескольких тысяч в секунду, трудно осуществимы с помощью механических переключателей. В современных установках для этой цели применяют газонаполненные разрядники, называемые также газоразрядными антенными переключателями.

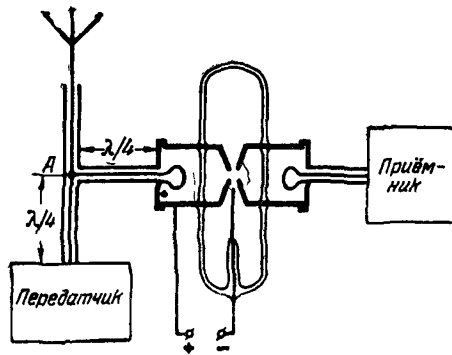


Рис. 21.26

Примерная конструкция такого разрядника в упрощённом виде показана на рис. 21.26, на котором дана и принципиальная схема соединения разрядника с приёмником, передатчиком и антенной.

Основной частью разрядника является разборный объёмный резонатор такой же конструкции, как в стеклянных отрагатель-

ных клистронах: два медных диска, впаянных в стеклянную трубку, служат верхней и нижней поверхностями тороидального резонатора; к выступающим из трубки краям дисков при крепляется боковая стенка резонатора, в которой имеются отверстия для деталей настройки и для двух витков связи. Центральные части дисков, находящиеся внутри стеклянной трубки, сближены благодаря их специальной вогнутой конусообразной форме и в них сделаны отверстия, через которые сообщаются друг с другом пространства внутри трубки, разделённые дисками.

В нижней части трубки помещён вспомогательный *поджигающий электрод*, близко подходящий к дискам резонатора. Трубка наполнена разреженным газом; чаще всего для наполнения применяют пары воды с примесью водорода.

Из схемы рис. 21.26 видно, что разрядник при помощи одного из своих витков связи и отрезка коаксиальной линии соединён с фидером, связывающим передатчик с антенной, причём длина линий от точки их соединения (точка А) до разрядника и передатчика равна четверти длины рабочей волны. На эту волну, задаваемую передатчиком, должны быть точно настроены резонатор разрядника и входная цепь приёмника, который соединён со вторым витком связи разрядника.

Когда передатчик не работает, приёмник соединён с антенной, причём резонатор разрядника включен параллельно входной цепи приёмника. Так как напряжение сигналов, принимаемых антенной, **очень мало, то разрядник не зажигается**, его сопротивление определяется эквивалентным сопротивлением резонатора и достаточно велико, чтобы не оказывать шунтирующего действия на приёмник. Как только начнет работать передатчик, на разряднике появится **высокое напряжение**, усиленное за счёт резонанса в настроенном резонаторе; под действием этого напряжения в разряднике возникает тлеющий **высоко частотный разряд**, быстро переходящий в дуговой, вследствие чего напряжение на разряднике падает. При дуговом разряде сопротивление разрядника весьма мало; четвертьволновая линия, соединяющая разрядник с глазным фидером, оказывается замкнутой почти накоротко и входное сопротивление её в точке А будет очень велико, вследствие чего энергия передатчика без существенных потерь будет переходить в антенну; напряжение на входе приёмника, зашунтированного дугой разрядника, не сможет повредить приёмник. При прекращении импульса передатчика дуга в разряднике гаснет и приёмник опять будет соединён с антенной, как только закончится деионизация в разрядном пространстве.

Из этого краткого описания работы схемы следует, что газоразрядный антенный переключатель должен: 1) пропускать с передатчика к приёмнику такую малую мощность, которая безопасна для приёмника, 2) быстро восстанавливать свои непро-

водящие свойства после прекращения работы передатчика и 3) потреблять малую энергию проходящих из антенны в приёмник сигналов. Выполнение последнего условия зависит главным образом от добротности (качества) резонатора разрядника и является радиотехнической задачей. Указанные же в первом и втором пунктах необходимые свойства разрядника определяются физическими процессами в его разрядном пространстве и поэтому мы рассмотрим их подробнее.

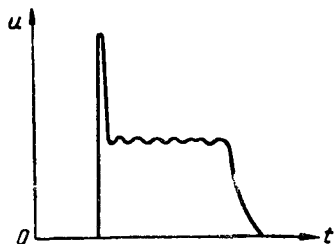


Рис 21 27

При прямоугольном импульсе, даваемом передатчиком, импульс напряжения, проходящий через разрядник к приемнику, имеет форму, показанную на рис 21 27. В начале импульса имеется пик напряжения, длительность которого, равная примерно 10^{-9} сек, определяется временем развития разряда в газе, энергия, проходящая за это время через разрядник, является наиболее опасной для кристаллической смесительной входной ступени приемника. Начальный ток уменьшается, если в разрядном пространстве имеется слабая остаточная ионизация от горевшей во время предыдущего импульса дуги, что наблюдается при высокой частоте повторения импульсов (свыше 1000 импульсов в секунду). Для уменьшения начального пика при малом числе импульсов в разряднике создают постоянную ионизацию за счет слабого тлеющего разряда между нижней стенкой резонатора и поджигающим электродом. Этот электрод используется как катод, его обычно активируют (например, наносят слой оксида), чтобы снизить напряжение источника постоянного тока, включаемого между ним и резонатором. Ток тлеющего разряда в цепи поджигающего электрода устанавливают 100 — 150 мка, увеличение этого тока улучшает работу разрядника, но сокращает срок его службы.

За пиком следует плоская часть импульса, в продолжение которой энергия переходит в приемник за счет напряжения установившегося разряда в разряднике. Это напряжение равно 80 — 100 в и обусловленная им мощность во входной цепи приёмника (15—30 мвт) не опасна для полупроводникового диода. Ток в самом разряднике может достигать 15 — 20 а, но средняя мощность, выделяющаяся на его электродах, невелика (несколько ватт), так как режим работы импульсный. Конструкция резонатора должна быть рассчитана на рассеивание этой мощности без значительного повышения температуры. Для уменьшения потерь в самом резонаторе в нем должен быть осуществлен хороший контакт дисков с накладными боковыми стенками, все части резонатора, находящиеся на атмосферном воздухе, должны быть посеребрены, стеклянная трубка разрядника должна

быть достаточно широкой, чтобы стекло не находилось в интенсивном электрическом поле резонатора.

Как уже указывалось, резонатор разрядника должен быть точно настроен на частоту передатчика, иначе будет большое прохождение энергии в приёмник. В этом отношении весьма вредное влияние может оказать изменение размеров резонатора (в частности, расстояния между дисками) вследствие нагрева. Уменьшить это влияние можно, изготавливая диски такой формы, как показано на рис. 21.26.

Очень важным параметром газонаполненного антенного переключателя является время его восстановления, которое по условиям применения радиолокационных установок должно быть порядка $1 \rightarrow 2$ мсек. Для уменьшения времени деионизации выгодно использовать газы, которые легко образуют отрицательные ионы. Лучшие результаты получаются при использовании паров воды в качестве наполнителя. Так как при низких температурах пары воды конденсируются, то в разрядник вводят некоторое количество водорода; при очень низких температурах этого может оказаться недостаточным и в таких случаях разрядник надо искусственно обогревать иначе время восстановления в нём делается слишком большим.

Срок службы газоразрядного антенного переключателя определяется уменьшением количества паров воды в нём в процессе работы, так как с уменьшением количества газа увеличивается время восстановления и, когда оно доходит до 20 мсек, разрядник применять уже невозможно. При работе без вспомогательного тлеющего разряда срок службы разрядника достигает $3 \rightarrow 4$ тыс. час., так как при высокочастотном разряде ионы испытывают очень малые перемещения и потери газа почти нет. Но при работе с постоянным тлеющим разрядом на поджигающем электроде происходит быстрое уменьшение количества паров воды, диссоциирующих под действием тока; кислород расходуется на окисление электродов, а по израсходовании водяных паров время восстановления быстро увеличивается и примерно через 500 ч работы делается уже недопустимо большим.

Как показывает опыт, при длительном хранении разрядников на складе (1,5 \rightarrow 2 года) вследствие уменьшения количества газа и увеличения времени восстановления в них, они делаются не пригодными для работы.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ

§ 22.1. Основные сведения о полупроводниковых диодах

Полупроводниковые диоды принадлежат к группе электронных приборов, в которых используются физические явления, имеющие место при движении электронов в кристаллической структуре полупроводника. В частности, в полупроводниковых диодах находит техническое применение возникающая при определённых условиях несимметричная проводимость контакта двух полупроводников.

Полупроводниковые приборы применялись в радиотехнике ещё до изобретения электронных ламп. А. С. Попов для обнаружения электромагнитных колебаний пользовался вначале когерером, а затем контактом стальной иглы с угольным электродом (полупроводником). Это был первый полупроводниковый диод-детектор. В дальнейшем целый исторический период в развитии радио был периодом детекторного радиоприёма. Устройство широко применявшегося в 20-х годах кристаллического детектора показано на рис. 22.1. Металлическое острие (пружинка из стали или вольфрама) находится в контакте с кристаллом-полупроводником. В качестве таких кристаллов применялся целый ряд естественных и искусственных полупроводников: гален, цинкит, карборунд, халкопирит и другие. Местоположение контакта металлического острия с полупроводником обычно можно было менять, подбирая точку на поверхности кристалла, где выпрямительный эффект оказывался наибольшим. В 1922 г. тверской радиолюбитель О. В. Лосев открыл возможность применения кристаллических детекторов с «падающей» характеристикой для генерирования и усиления высо-

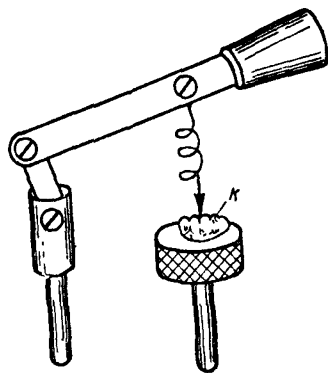


Рис. 22.1

частоты. В 1922 г. тверской радиолюбитель О. В. Лосев открыл возможность применения кристаллических детекторов с «падающей» характеристикой для генерирования и усиления высо-

кочастотных колебаний. Такие приборы («кристадины») могли выполнять функции не только диодов, но и триодов.

Успехи в развитии электронных ламп, оказавшихся в то время более совершенными приборами, чем кристаллические детекторы, привели к развитию ламповой радиотехники, и к 30-м годам кристаллические детекторы были почти полностью вытеснены электронными лампами. Однако в связи с освоением радиотехникой диапазона сантиметровых волн, в котором выявились существенные недостатки электронных ламп, кристаллические детекторы были вновь возрождены, но уже на качественно новой, значительно более совершенной технической основе.

В качестве исходного материала для изготовления современных полупроводниковых диодов применяются германий или кремний — элементы 4-й группы таблицы Менделеева.

Подобно тому как высокий вакуум является непременным условием нормальной работы вакуумных приборов, так для полупроводниковых приборов требуется исходный материал, имеющий правильную кристаллическую структуру с очень малым числом дефектов в виде недостающих или сместившихся атомов и весьма высокую чистоту. Количество примесей обычно допускается не более 10^{12} атомов на 1 см^3 , т. е. не более одного атома примеси на 10^{10} атомов основного вещества. Только в этом случае может быть достигнуто высокое качество полупроводниковых приборов и однородность продукции.

Для изготовления полупроводникового прибора требуется также, чтобы полупроводниковое вещество обладало определённой примесной проводимостью — либо электронной, либо дырочной (см. § 2.1). Для этой цели в очищенный исходный материал добавляют строго дозированные примеси — донорные или акцепторные в количестве порядка одного атома примеси на $10^7 \div 10^8$ атомов основного вещества. В качестве донорных примесей германия и кремния используются элементы 5-й группы сурьма, мышьяк, фосфор, а в качестве акцепторных — элементы 3-й группы: индий, бор, алюминий.

Очистка исходного материала и дозировка примесей являются решающими операциями при производстве полупроводниковых приборов и только после того, как были достигнуты успехи в этой области, наметился прогресс в полупроводниковой электронике.

Современные полупроводниковые диоды по конструкции своей основной рабочей части — нелинейного (выпрямляющего) контакта делятся на две группы:

диоды с точечным контактом, или точечные диоды;

диоды с плоскостным контактом, или плоскостные диоды.

Устройство точечного диода схематически показано на рис. 22.2. Прибор состоит из двух электродов — кристалла 1 и пружинки-острия 2. Кристаллом является кремний с примесью алюминия или бора, либо германий с примесью сурьмы. Пружин

ка изготавливается из вольфрамовой проволоки диаметром около 0,1 мм. Концу проволоки придаётся форма конуса, благодаря чему площадь контакта получается очень небольшой, — порядка 20 мк^2 , что существенно для уменьшения междуэлектродной ёмкости и получения лучшего выпрямительного эффекта на высоких частотах. Вывод кристалла 3 припаивается свинцово-оловянным припоем, дающим линейный контакт. Внешний вид и конструкция

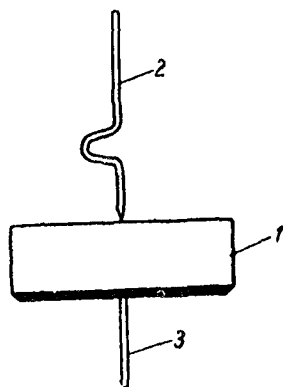


Рис. 22.2

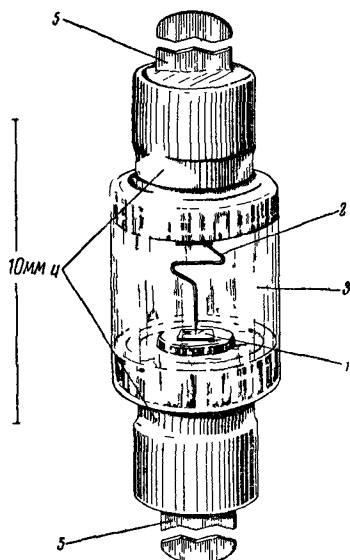


Рис. 22.3

точечного диода показаны на рис. 22.3. Пластика полупроводника 1 и находящаяся с ним в контакте заострённая металлическая пружинка 2 заключены в герметичный стеклянный корпус 3. Контакт является постоянным и регулировки не требует. Через стеклянный корпус с помощью коваровых втулок 4 сделаны выводы электродов 5.

Устройство плоскостного диода схематически показано на рис. 22.4. Основной рабочей частью является контакт электронного и дырочного полупроводников, который принято называть *электронно-дырочным переходом*, или *p-n переходом*.

В германиевых диодах электронно-дырочный переход получают посредством нагревания в водородной печи кристалла n-германия 1 вместе с прижатым к нему кусочком индия 2. Индий при нагревании плавится и частично диффундирует в германий, сообщая прилегающей к нему области кристалла дырочную проводимость. Граница p- и n-областей обозначена пунктир-

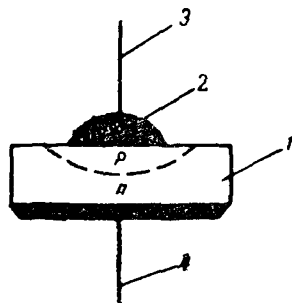


Рис. 22.4

ной линией. К индию прикреплён верхний токосниматель 3. С обратной (тыльной) стороны кристалл германия при помощи свинцово-оловянного припоя соединён с нижним токоснимателем 4. В кремниевых диодах электронно-дырочный переход получают путём сплавления алюминиевого электрода в пластинку кремния. Внешний вид и конструкция плоскостного диода показаны на рис. 22.5. Пластина полупроводника 1 помещена в герметичный металлический корпус 2 и электрически соединена с ним. Вывод 4 от сплавленного перехода 3 сделан через проходной изолятор на верх корпуса.

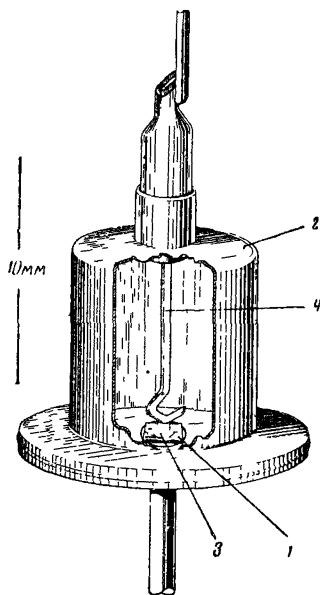


Рис. 22.5

§ 22.2. Выпрямительный эффект в полупроводниковых диодах

Электронно-дырочный переход при отсутствии внешнего поля

Возьмём два образца твёрдого тела — полупроводник с электронной проводимостью и полупроводник с дырочной проводимостью, находящиеся в контакте.

Примем, что граница раздела плоская и в месте контакта нет зазора и каких-либо прослоек с отличающимся химическим составом ¹⁾.

Предположим, что внешнее электрическое поле к рассматриваемой системе не приложено. Несмотря на это, распределение электрических зарядов—носителей тока — в прилегающих к контакту слоях обоих полупроводников будет отличаться от распределения этих зарядов в объёме, где в любом не очень малом элементе суммарный объёмный заряд ионов, расположенных в узлах решётки, и носителей тока (электронов и дырок) равен нулю (если не учитывать возможные случайные флуктуации). Перераспределение носителей тока в приконтактных слоях связано с необходимостью уравновесить потоки носителей через плоскость контакта в обоих направлениях.

Действительно, когда мы приводим в контакт два полупроводника *p*- и *n*-типа, которые становятся после этого как бы одним твёрдым телом, то на границе обоих полупроводников ока-

¹⁾ Наличие химической прослойки или механически несовершенного контакта в ряде случаев может привести к несимметричной проводимости.

зывается значительный перепад (градиент) концентрации носителей. В дырочном полупроводнике, приведённом в контакт с электронным, концентрация электронов проводимости (*неосновных носителей*) будет обычно намного меньше, чем концентрация тех же частиц в электронном полупроводнике, где они являются *основными носителями*. По той же причине концентрация дырок в «дырочной» части (*p*) рассматриваемой системы будет обычно намного больше, чем концентрация тех же частиц в «электронной» части (*n*).

В этих условиях тепловое движение основных носителей принимает характер диффузионного движения. Диффузия электронов проводимости будет происходить из *n*-области в *p*-область, а диффузия дырок — в противоположном направлении. Количество основных носителей dN , проходящих через единичную поверхность плоского перехода за время dt , пропорционально коэффициенту диффузии носителей D , градиенту концентрации носителей $\frac{dn}{dx}$ и времени dt :

$$dN = -D \frac{dn}{dx} dt. \quad (22.1)$$

Знак минус в ур-нии (22.1) указывает, что диффузия происходит в сторону убывания концентрации носителей.

Следовательно, плотность диффузионного тока основных носителей через *p-n* переход равна

$$j_{\text{диф}} = e \frac{dN}{dt} = -eD \frac{dn}{dx}, \quad (22.2)$$

причём заряд e берётся с соответствующим знаком

Возникает вопрос, до каких пор после приведения в контакт обоих твёрдых тел будет проходить такой диффузионный ток и какое в результате установится равновесное состояние в электронно-дырочном переходе?

Если бы электроны проводимости и дырки были нейтральными частицами, то равновесное состояние установилось бы тогда, когда концентрация каждого типа носителей в обеих частях *p-n* перехода выравнялась. Но так как электроны и дырки являются заряжёнными частицами, их взаимная диффузия неизбежно сопровождается соответствующим перераспределением электрических зарядов, в результате чего потенциал *p*-области (куда частично перешли электроны проводимости и откуда частично ушли дырки) становится по отношению к *n*-области отрицательным. Следовательно, взаимная диффузия носителей неизбежно связана с образованием некоторой разности потенциалов между приведёнными в контакт полупроводниками.

Под действием этой *контактной* разности потенциалов и соответствующего ей электрического поля напряжённостью

$E = -\text{grad } U$ через контакт будет проходить некоторый ток проводимости, плотность которого

$$j_{np} = \sigma E. \quad (22.3)$$

Этот ток направлен навстречу диффузионному току, а по величине равен ему, так как при отсутствии внешнего поля результирующий ток через контакт для каждого типа носителей должен равняться нулю:

$$j = j_{np} - j_{\text{диф}} = \sigma E + eD \frac{dn}{dx} = 0. \quad (22.4)$$

Итак, в равновесном состоянии в электронно-дырочном переходе существует некоторый градиент концентрации носителей $\frac{dn}{dx}$ и соответствующий диффузионный ток $j_{\text{диф}}$, а также существует некоторая контактная разность потенциалов U_k и соответствующий ей ток проводимости j_{np} . Оба эти тока в состоянии равновесия численно равны.

Из-за происшедшего при установлении равновесного состояния перераспределения зарядов в электронно-дырочном переходе будет существовать электрический двойной слой, отрицательный полюс которого находится в p -области, а положительный — в n -области. В пределах этого двойного слоя и имеет место перепад потенциала U_k , называемый контактной разностью потенциалов. В первом приближении контактную разность потенциалов можно считать равной разности работ выхода обоих полупроводников:

$$U_k = \varphi_p - \varphi_n. \quad (22.5)$$

Электрический двойной слой локализован в основном в прилегающих к контакту областях полупроводников и простирается вглубь каждого из них на расстояние порядка $10^{-4} - 10^{-5}$ см от границы раздела. В остальном объеме каждого из полупроводников состояние электронов и дырок не нарушается.

На рис. 22.6а вертикальными пунктирными линиями условно обозначена область локализации приконтактного электрического двойного слоя. Кружки со знаком минус показывают, что в прилегающем к контакту слое дырочного полупроводника имеются ионизированные акцепторы, отрицательный объемный заряд которых не скомпенсирован объемным зарядом дырок вследствие частичной диффузии последних в n -область, а также частичной рекомбинации дырок с перешедшими из n -области электронами проводимости. Соответственно, кружки со знаком плюс означают, что в приконтактном слое электронного полупроводника имеются ионизированные доноры, положительный объемный заряд которых не скомпенсирован объемным зарядом электронов проводимости вследствие частичной диффузии по-

следних в p -область, а также частичной рекомбинации электронов проводимости с перешедшими из p -области дырками. Другими словами, знак минус в приконтактном слое дырочного полупроводника и знак плюс в приконтактном слое электронно-

а) го полупроводника означают дефицит основных носителей в этих слоях. Заметим, что в рассматриваемых нами процессах ионы и атомы, находящиеся в узлах решётки, можно считать неподвижными, а изучаемые явления связаны с передвижениями носителей тока — электронов проводимости и дырок.

В случае плоско-параллельного электронно-дырочного перехода и без учёта краевого эффекта изменение электрических величин имеет место в направлении только одной координаты: плотность пространственного заряда равна $\rho = \varepsilon \frac{dE}{dx}$, а напряжённость электрического поля $E = -\frac{dU}{dx}$. На рис. 22.6 б,

в, г показано для этого случая соответственно распределение суммарного объёмного заряда ρ в приконтактном слое обоих полупроводников, электрического поля E и потенциала U в равновесном состоянии, т. е. при отсутствии внешнего поля.

Перераспределение электрических зарядов в приконтактных слоях, уравнивающее потоки носителей через контакт в обоих направлениях, оказывает влияние на электропроводность контакта. Дефицит носителей в прилегающих к контакту p - и n -областях, являющийся следствием перераспределения зарядов, приводит к тому, что электропроводность приконтактного слоя, обеднённого носителями оказывается меньшей, чем электропроводность объёма полупроводника. Таким образом, в контакте двух полупроводников с различными типами проводимости образуется слой с повышенным сопротивлением. Этот слой называют *запорным слоем*. Поскольку его природа связана с чисто физическими (электрическими) процессами, данный запорный слой часто называют физическим (в отличие от запорных слоёв другой природы — химических и т. д.).

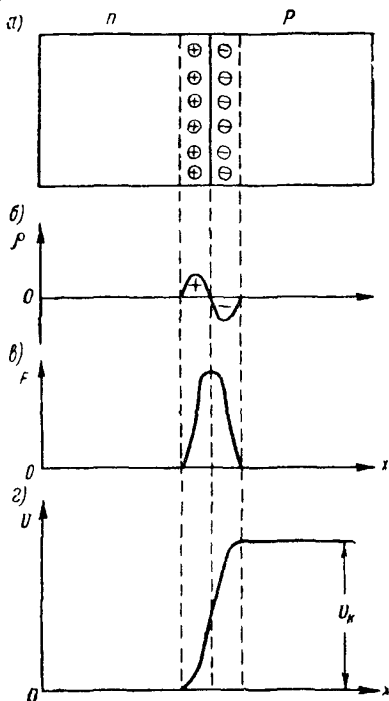


Рис. 22.6

Выпрямительный эффект в электронно-дырочном переходе

Если к рассматриваемой системе приложить электрическое поле, то равновесное состояние нарушится. При подключении к p - n переходу источника напряжения U плюсом на n -область и минусом на p -область (рис. 22.7) создаётся поле такого на-

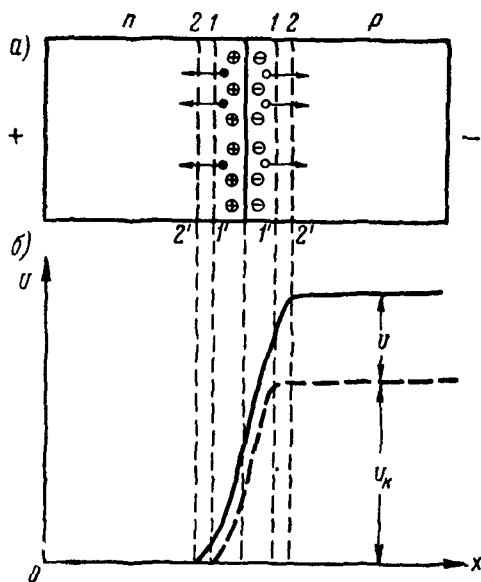


Рис. 22.7

правления, при котором основные носители будут уходить из приконтактных слоёв обоих полупроводников. В результате дефицит носителей в запирающем слое и толщина самого слоя, обеднённого носителями, возрастают по сравнению с равновесным состоянием, что приводит к росту сопротивления запирающего слоя. Такое направление называется запирающим. Вертикальные пунктирные прямые $1-1'$ на рис. 22.7а обозначают границы приконтактного слоя обеднённого носителями, в состоянии равновесия, а пунктирные прямые $2-2'$ — те же границы при приложении внешнего напряжения указанной на рисунке полярности. Стрелками показано направление движения основных носителей, уходящих под действием внешнего поля из приконтактного слоя. Высота потенциального барьера в p - n переходе при подаче внешнего напряжения U в запирающем направлении возрастает до значения $U_k + U$ (рис. 22.7б). В результате уменьшается поток основных носителей через контакт по сравнению со случаем $U=0$.

Основной составляющей тока через контакт становится ток проводимости неосновных носителей, движущихся под действием приложенного поля из обеих областей полупроводника по направлению к контакту. Однако концентрация неосновных носителей, как отмечалось в § 2.1, обычно намного меньше концентрации основных носителей, поэтому ток в запиорном направлении не достигает значительной величины, хотя разность потенциалов в приконтактном слое становится большой.

Существенно иное положение имеет место при приложении к контакту поля противоположного направления для чего источник внешнего напряжения должен быть подключён плюсом на p -область, а минусом на n -область (рис. 22.8). В этом случае

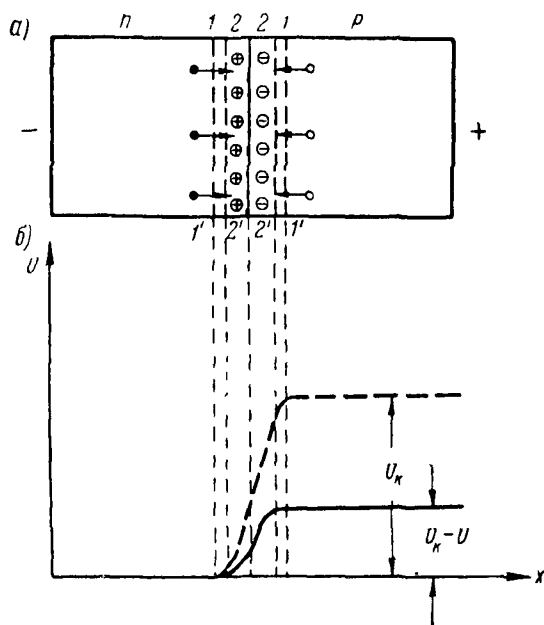


Рис. 22.8

под действием внешнего поля основные носители будут двигаться к контакту, сокращая тем самым дефицит носителей в запиорном слое и уменьшая толщину последнего. Следовательно, сопротивление приконтактного слоя уменьшится. Данное направление называется пропускным.

В пропускном направлении выпрямляющего контакта результирующее поле в электрическом двойном слое, определяемое в данном случае не суммой, а разностью потенциалов $U_k - U$

становится меньшим, чем в равновесном состоянии. В результате поток основных носителей через контакт увеличится. При $|U| \geq U_k$ потенциального барьера для основных носителей в приконтактном слое уже нет, и ток через контакт ограничивается обычным омическим сопротивлением объёма полупроводника. Для неосновных носителей данное направление поля является запиорным, но они, имея сравнительно малую концентрацию, существенного влияния на токопрохождение через контакт в пропускном направлении не оказывают.

На границе p - и n -областей движущиеся под действием внешнего поля к контакту электроны проводимости и дырки рекомбинируют. Результатом каждого акта рекомбинации является исчезновение двух носителей тока — электрона и дырки. В том случае, если в пропускном направлении p - n перехода потоки электронов проводимости из n -области в p -область и дырок в обратном направлении будут по какой-либо причине неодинаковыми (например, из-за различной электропроводности p - и n -областей), рекомбинация на границе областей произойдет лишь частичная и тогда будет наблюдаться внедрение носителей (ток которых больше) в область полупроводника с другим типом проводимости. Это явление, называемое *инжекцией* неосновных носителей (от английского слова injection — впрыскивание), играет важную роль в работе полупроводниковых триодов, а также в работе полупроводниковых диодов в импульсных режимах.

Если в момент времени $t=0$ в полупроводник введено некоторое количество неосновных носителей с концентрацией n_0 , то с течением времени в результате процессов рекомбинации концентрация этих неравновесных носителей будет убывать. Формулу, выражающую закон убывания, можно вывести из следующих соображений. Полагая, что изменение концентрации неосновных носителей dn вследствие рекомбинации пропорционально концентрации неосновных носителей n и промежутку времени dt , получаем

$$dn = -kndt. \quad (22.6)$$

Здесь k — коэффициент пропорциональности, а знак минус указывает на то, что число носителей убывает со временем. Проинтегрируем это уравнение.

$$\int \frac{dn}{n} = - \int kdt$$

или

$$n = ce^{-kt}.$$

При $t=0$ $n=n_0$, отсюда $c=n_0$.

Сбозначив буквой τ время, за которое концентрация носителей уменьшится в e раз, получим, что $\kappa = \frac{1}{\tau}$. Окончательно найдём, что концентрация неосновных неравновесных носителей n в момент времени t определяется следующим уравнением:

$$n = n_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (22.7)$$

т. е. убывает по экспоненциальному закону. Величина τ называется *временем жизни* неосновных носителей.

За время τ неосновные носители успевают вследствие диффузии проникать вглубь полупроводника на некоторое расстояние L . Это расстояние, играющее большую роль в работе полупроводниковых приборов, принято называть диффузионной длиной. Иначе говоря, диффузионная длина L численно равна среднему расстоянию, на котором концентрация неосновных носителей уменьшается в e раз. Расчёт показывает, что диффузионная длина равна

$$L = \sqrt{D\tau}. \quad (22.8)$$

Заметим попутно, что при наличии внешнего электрического поля E глубина проникновения неосновных носителей в полупроводник определяется не только диффузионной длиной L , но также и действием этого поля.

Выпрямительный эффект в контакте металл-полупроводник

Появление выпрямительного эффекта в плоскостном контакте металла с полупроводником типа p или n также связано с возникновением запирающего слоя в полупроводнике, обусловленным наличием разницы в величине работы выхода электронов из металла и полупроводника. Однако в этом случае выпрямительный эффект оказывается значительно более слабым, чем в электронно-дырочном переходе; поэтому технического применения плоскостные контакты металл — полупроводник не находят.

Точечный контакт металла с полупроводником находит широкое применение. В точечном контакте металла с полупроводником основной выпрямительный эффект имеет место не в точке касания металлического острия с полупроводником, а в небольшом по площади электронно-дырочном переходе, находящемся непосредственно под металлическим остриём. Это пояснено на рис. 22.9, где в увеличенном масштабе схематически показан точечный контакт металла с полупроводником типа n . Металлическое остриё присоединяется к микрообласти с дырочной проводимостью, поэтому основной выпрямительный эффект имеет место в переходе очерченном на рисунке пунктирной линией.

Этим объясняется, почему в применявшихся 30—40 лет тому назад кристаллических детекторах (рис. 22,1), отличавшихся неоднородным строением, приходилось подбирать, «искать»,

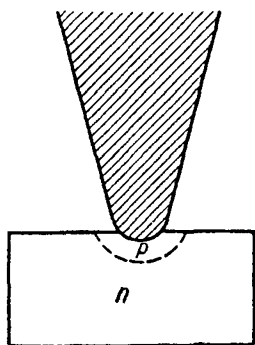


Рис. 22.9

наиболее чувствительную точку контакта. Изменением положения металлического острия по существу подбирались для работы та микрообласть контакта, где мог образоваться наиболее сформированный электронно-дырочный переход. Состояние последнего вследствие различных внешних воздействий не оставалось постоянным и поэтому точку контакта приходилось время от времени менять.

В современных диодах микрообласть с дырочной проводимостью образуется у точечного контакта при так называемой формовке, осуществляемой путём пропуска

($\frac{1}{4}$ сек) мощного импульса тока, что, по-видимому, связано с возникающим при этом нарушением правильной структуры кристалла, появлением, как говорят, «дефектов» в кристалле.

Экспериментальное доказательство появления дырочной микрообласти при формовке было проведено следующим образом¹⁾. К контактной игле приваривалась металлическая нить, которая внезапно нагревалась током до температуры 500—600°. При этом возникала разность температуры и тепловой фронт перемещался по игле к кристаллу. При наличии *p-n* перехода тепловой фронт должен проходить в кристалле последовательно области с различными типами проводимости, что должно приводить к изменению знака термоэдс.

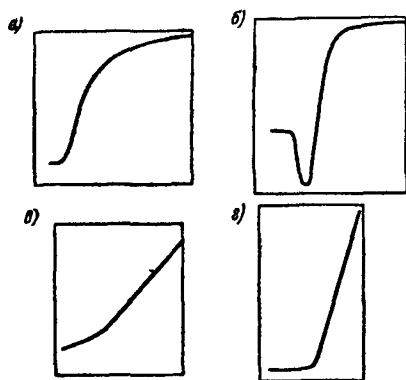


Рис. 22.10

На рис. 22.10 показаны полученные экспериментально на электронном кремнии осциллограммы термоэдс контакта до формовки и после формовки. При прохождении теплового фронта через неформованный контакт величина термоэдс монотонно нарастает по мере нагревания контакта, не меняя своего знака

¹⁾ В. Г. Мельник, И. Г. Мельник и С. С. Гутин. «Об электронно-дырочном переходе в точечных твердых выпрямителях». ДАН СССР, т. 121, № 5, 1958, стр. 852—854.

(рис. 22.10а). Если же контакт предварительно прошёл формовку, то при прохождении через него теплового фронта вначале возникает термоэдс обратного знака (рис. 22.10б), которая спадает по мере продвижения теплового фронта в толщу полупроводника, меняет знак и монотонно возрастает до установившегося значения. Этот опыт показывает, что после формовки вблизи от острия возникает тонкий слой p -проводимости, при прохождении через который теплового фронта и наблюдается обратный знак термоэдс (выброс вниз). На рис. 22.10 показаны также вольтамперные характеристики контакта до формовки (а) и после формовки (б), из которых следует, что формовка существенно повышает обратное сопротивление контакта и улучшает его выпрямляющее действие.

Из различных типов выпрямляющих контактов в полупроводниковой электронике применяются преимущественно контакты двух полупроводников с различными типами проводимости (p - n переходы), как наиболее эффективные. Эти контакты осуществляются либо в виде плоскостного контакта двух полупроводников типов p и n , либо в виде точечного контакта металлического острия с микрообластью электронно-дырочного перехода. Хотя принцип действия обоих видов контактов одинаков, но, как будет видно дальше, технические характеристики и параметры полупроводниковых электронных приборов с плоскостным и с точечным контактами существенно различаются.

В полупроводниковой электронике применяются не только выпрямляющие (нелинейные) контакты, но и такие контакты полупроводника с металлом, в которых выпрямительный эффект почти или полностью отсутствует. Эти контакты имеют практически одинаковую проводимость в прямом и обратном направлениях и вольтамперную характеристику, близкую к линейной, почему их и называют *линейными* или *омическими*. Линейный контакт требуется осуществить, например, в местах присоединения металлических выводов (токоснимателей) к полупроводнику в диодах и в триодах. Хороший по свойствам линейный контакт с германием дают металлы, имеющие большую работу выхода и не относящиеся к 3 или 5-й группе периодической системы элементов Менделеева, например олово и свинец. На практике при изготовлении германиевых диодов и триодов обычно применяют свинцово-оловянный припой.

§ 22.3. Статические характеристики и параметры полупроводникового диода

Статическая вольтамперная характеристика полупроводникового диода даёт связь между током, протекающим через диод, и напряжением, приложенным к диоду.

В соответствии с физическими процессами в электронно-дырочном переходе, рассмотренными в предыдущем параграфе, ток в цепи диода имеет две составляющие. Одна представляет собой ток основных носителей, другая — ток неосновных носителей. Рассмотрим прежде всего ток неосновных носителей.

При отсутствии внешней разности потенциалов U на электронно-дырочном переходе существует только контактная разность потенциалов U_κ . Её поле ускоряет движение неосновных носителей к контакту, создавая ток неосновных носителей I_0 . При подаче на p - n переход запирающего напряжения (плюс на n -область, а минус на p -область) поле, ускоряющее движение неосновных носителей, возрастает, однако ток неосновных носителей через переход изменяется мало, так как уже при $U=0$ он, вследствие малой концентрации неосновных носителей, был практически равен току насыщения I_0 . При подаче на переход напряжения, соответствующего пропускному направлению, разность потенциалов в приконтактном слое снижается до величины $U_\kappa - U$, вследствие этого ток неосновных носителей уменьшается, становясь равным нулю при $U = U_\kappa$.

Поток основных носителей через p - n переход при отсутствии внешнего напряжения U ограничивается контактной разностью потенциалов U_κ , создающей для основных носителей потенциальный барьер. Ток основных носителей направлен навстречу току неосновных носителей и при $U=0$ равен ему по величине $I_{осн} = -I_0$. Поэтому суммарный ток через контакт в этом случае равен нулю.

При подаче на переход запирающего напряжения высота потенциального барьера возрастает до значения $U_\kappa + U$ и ток основных носителей уменьшается. Расчёт показывает, что уменьшение этого тока происходит по экспоненциальному закону

$$I_{осн} = I_0 e^{-\frac{eU}{\kappa T}}. \quad (22.9)$$

При подаче на переход положительного напряжения высота потенциального барьера уменьшается и соответственно ток основных носителей возрастает по закону

$$I_{осн} = I_0 e^{\frac{eU}{\kappa T}}. \quad (22.10)$$

Так как при комнатных температурах $\frac{e}{\kappa T} \approx 39 \frac{1}{\text{в}}$, то уже при малых положительных значениях приложенного напряжения U ток основных носителей значительно превосходит ток неосновных носителей.

На рис. 22.11 показана характеристика полного тока через диод, равного разности тока основных носителей и тока неосновных носителей. Это и есть теоретическая вольтамперная характеристика полупроводникового диода. Аналитическое выражение для этой характеристики в соответствии с вышеизложенным, пренебрегая изменением тока неосновных носителей при положи-

тельных напряжениях на переходе, можно написать в следующем виде:

$$I = I_0 \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (22.11)$$

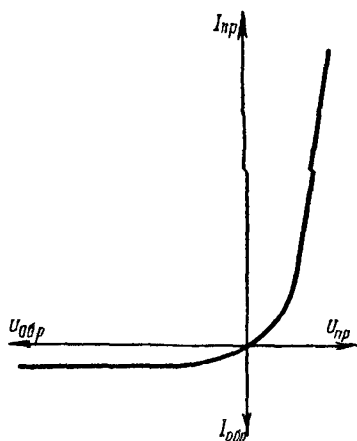


Рис. 22.11

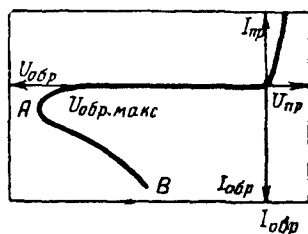


Рис. 22.12

На рис. 22.12 показана реальная характеристика полупроводникового диода. В пропускном направлении она удовлетворительно совпадает с теоретической характеристикой в области напряжений $U < U_k$. Существенное отклонение наступает в пропускном направлении при $U > U_k$, когда ток через диод начинает ограничиваться не сопротивлением запирающего слоя, а сопротивлением толщи полупроводника. При этом вольтамперная характеристика диода становится близкой к линейной в соответствии с законом Ома.

В запирающем направлении реальные характеристики соответствуют теоретической до некоторого предельного значения $U = U_{обр}$. При более отрицательных потенциалах начинается существенный рост тока, а затем пробой, при котором выпрямляющее действие контакта нарушается (точка A). За точкой A находится падающий участок вольтамперной характеристики (AB), на котором увеличение тока через диод сопровождается уменьшением напряжения в нём (отрицательное сопротивление).

Пробой электронно-дырочного перехода возможен двух видов — электрический и тепловой. Электрический пробой может быть вызван как прямым возбуждением валентных электронов (перебросом их из валентной зоны в зону проводимости) под

действием сильного поля, так и ударной ионизацией. В электронно-дырочных переходах электрический пробой возникает в основном за счёт ударной ионизации.

Величина пробивного напряжения $U_{проб}$ сильно зависит от количества примесей в германии, т. е. от удельного сопротивления германия ρ . По исследованиям Б. М. Вула и А. П. Шотова, в переходах, изготовленных путём сплавления индия в n -германий, величина пробивного напряжения в импульсном режиме, когда тепловые эффекты невелики, достаточно точно выражается формулой:

$$U_{проб} = 88 \rho^{0,64}. \quad (22.12)$$

Таким образом, для получения высокого пробивного напряжения следует применять более тщательно очищенный германий.

Величина пробивного напряжения при электрическом пробое зависит также от ширины перехода x_0 . По тем же исследованиям

$$U_{проб} = 15,8 x_0^{0,758}.$$

Температура окружающей среды и условия теплоотвода оказывают слабое влияние на электрический пробой.

Тепловой пробой электронно-дырочного перехода вызывается термическим возбуждением валентных электронов, т. е. перебросом их в зону проводимости за счёт нагрева полупроводника током, проходящим через него под воздействием приложенного обратного напряжения. Пробивное напряжение при тепловом пробое зависит от температуры окружающей среды, величины обратного тока и условий отвода тепла. Улучшая теплоотдачу и уменьшая величину обратного тока (путём лучшей очистки материала), возможно увеличить напряжение теплового пробоя.

Большие успехи, достигнутые в настоящее время в повышении степени очистки германия, позволяют получать пробивное напряжение в точечном контакте свыше 200 в, а в плоскостном контакте — свыше 600 в. В кремниевых p - n переходах пробивные напряжения могут достигать до нескольких тысяч вольт.

Сравнение вольтамперных характеристик полупроводниковых и вакуумных диодов показывает, что полупроводниковые диоды имеют большую крутизну характеристики в пропускном направлении, однако значительно уступают вакуумным диодам в отношении величины обратного тока и допустимого обратного напряжения.

Вольтамперные характеристики кремниевых диодов отличаются от характеристик германиевых диодов меньшей величиной

тока насыщения I_0 , так как собственная проводимость кремния примерно в тысячу раз меньше, чем германия.

Однако вследствие малой величины I_0 кремниевые диоды имеют в пропускном направлении при малых напряжениях меньшую крутизну характеристики, чем германиевые. Это непосредственно вытекает из выражения (22.11), которое при малых U можно, используя разложение в ряд по степеням функции e^x , записать в следующем виде:

$$I \approx I_0 \left(1 + \frac{eU}{\kappa T} - 1 \right) = \frac{e I_0}{\kappa T} U.$$

Для описания свойств полупроводниковых приборов наряду со статическими характеристиками применяются также статические параметры — сопротивление постоянному току R_0 , внутреннее сопротивление R_i и коэффициент выпрямления $K_{выпр}$.

Сопротивление постоянному току определяется как отношение напряжения к току в данной точке вольтамперной характеристики

$$R_0 = \frac{U}{I}. \quad (22.13)$$

Вследствие несимметричной проводимости полупроводникового диода сопротивление постоянному току в пропускном направлении R_{np} значительно меньше, чем сопротивление постоянному току в обратном направлении $R_{обр}$. Так, например, в точечных диодах $R_{np} = 100 \div 300 \text{ ом}$, а $R_{обр} = 10 \div 3000 \text{ ком}$.

Внутреннее, или дифференциальное, сопротивление R_i определяется как отношение бесконечно малого приращения напряжения к вызвавшему его бесконечно малому приращению тока

$$R_i = \frac{dU}{dI}. \quad (22.14)$$

Величина внутреннего сопротивления зависит от режима, уменьшаясь с ростом напряжения в пропускном направлении. Например, у кремниевых точечных диодов R_i изменяется от $10 \div 15 \text{ ком}$ при $U = +5 \text{ мв}$ до $20 \div 40 \text{ ом}$ при $U = +1 \text{ в}$. Такое резкое уменьшение внутреннего сопротивления с ростом напряжения в пропускном направлении является следствием того, что вольтамперная характеристика полупроводникового диода имеет экспоненциальный вид.

Коэффициент выпрямления есть отношение прямого тока к обратному при определённом напряжении (обычно $U = \pm 1 \text{ в}$). Очевидно, что $K_{выпр} = \frac{I_{np}}{I_{обр}} = \frac{R_{обр}}{R_{np}}$.

§ 22.4. Свойства полупроводниковых диодов на высоких частотах

На низких частотах величина тока в цепи диода определяется только активными сопротивлениями выпрямляющего контакта. При работе диода в цепях высокой частоты большую роль играет ёмкость выпрямляющего контакта. Для токов высокой частоты сопротивление контакта является комплексным, и свойства диода на высоких частотах могут быть существенно иными, чем на низких частотах. Соответственно вольтамперная характеристика диода на высокой частоте отличается от той же характеристики на постоянном токе.

Выпрямляющий контакт при малых амплитудах переменного напряжения можно рассматривать как конденсатор, обкладками которого являются полупроводники, образующие переход, а диэлектриком — запирающий слой. Объёмные заряды, скапливающиеся в полупроводнике на границах запирающего слоя, изменяют свою величину под воздействием переменного напряжения и обуславливают ёмкостные свойства контакта.

Так как толщина запирающего слоя зависит от величины постоянного напряжения, приложенного к контакту (§ 22.2), то и ёмкость выпрямляющего контакта зависит от величины этого напряжения. При подаче обратного напряжения на переход ширина запирающего слоя увеличивается и ёмкость перехода уменьшается. При уменьшении обратного напряжения и увеличении прямого напряжения ёмкость возрастает. Расчёт показывает, что в сплавных переходах при больших обратных напряжениях ёмкость перехода обратно пропорциональна $\sqrt{U_{обр}}$. В других типах переходов характер зависимости может быть иным.

Ёмкостные свойства $p-n$ перехода могут быть обусловлены, помимо накопления зарядов на границе перехода, также явлением инжекции, благодаря которому происходит накопление неосновных носителей в области контакта. Эта составляющая ёмкости перехода носит название диффузионной ёмкости. Величина её зависит от коэффициента диффузии и времени жизни неосновных носителей, а также от приложенного постоянного напряжения.

На низких частотах диффузионная ёмкость имеет большую величину и обычно является основной компонентой ёмкости перехода. С ростом частоты вследствие инерционности процесса диффузии условия накопления неосновных носителей в чужой среде ухудшаются и диффузионная ёмкость уменьшается.

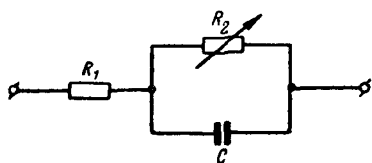


Рис. 22 13

Эквивалентная схема полупроводникового диода на высокой

частоте может быть изображена в виде, представленном на рис. 22.13. Параметры этой схемы: сопротивление запорного слоя R_2 и ёмкость C зависят от величины и знака приложенного напряжения. На высоких частотах ёмкость C определяется в основном ёмкостью запорного слоя и её можно приближённо считать не зависящей от частоты. Сопротивление R_1 является сопротивлением толщи полупроводника.

Для изображённой на рис. 22.13 эквивалентной схемы полные сопротивления диода в прямом и обратном направлениях соответственно равны:

$$Z_{np} = R_1 + \frac{R_{2np}}{1 + i \omega C R_{2np}}, \quad (22.15)$$

$$Z_{обp} = R_1 + \frac{R_{2обp}}{1 + i \omega C R_{2обp}}. \quad (22.16)$$

Из-за малой величины сопротивления запорного слоя в прямом направлении R_{2np} обычно выполняется условие $\omega C R_{2np} \ll 1$, поэтому членом $i \omega C R_{2np}$ в (22.15) можно пренебречь. Тогда получаем следующее приближённое выражение:

$$Z_{np} = R_1 + R_{2np}. \quad (22.17)$$

При достаточно высоких напряжениях в прямом направлении, когда $R_{2np} \ll R_1$

$$Z_{np} \approx R_1. \quad (22.18)$$

В выражении для $Z_{обp}$ (22.16) на достаточно высоких частотах $\omega C R_{2обp} \ll 1$, поэтому единицей в знаменателе второго члена можно пренебречь. Тогда получаем следующее приближённое выражение:

$$Z_{обp} = R_1 + \frac{1}{i \omega C}. \quad (22.19)$$

Коэффициент выпрямления равен

$$K_{выпр} = \frac{Z_{обp}}{Z_{np}} = 1 + \frac{1}{i \omega C R_1}. \quad (22.20)$$

Следовательно, для эффективного выпрямления необходимо выполнение следующего условия:

$$\omega C R_1 \ll 1, \quad (22.21)$$

т. е.

$$\frac{1}{\omega C} \gg R_1. \quad (22.22)$$

Из выражения (22.22) видна роль сопротивления толщи полупроводника R_1 и ёмкости запорного слоя C для обеспечения выпрямляющего действия контакта на высоких частотах. На сверхвысоких частотах допустимое значение ёмкости C оказывается столь малым, что его можно обеспечить лишь в точечных диодах со специально заточенным остриём, создающим малую площадь контакта. Заметим, что на сверхвысоких частотах на работу полупроводниковых диодов, помимо ёмкостей, могут оказывать влияние также индуктивности вводов.

§ 22.5. Типы полупроводниковых диодов и их эксплуатационные свойства

Типы полупроводниковых диодов

Полупроводниковые диоды, применяемые в настоящее время в радиоэлектронике, по частотному диапазону, в котором они применяются, можно разбить на три основные группы:

1. Сверхвысокочастотные диоды — приборы для детектирования, преобразования частоты и измерений в диапазоне сантиметровых волн.

2. Высокочастотные диоды — приборы, используемые практически в широком диапазоне частот от низких и до сверхвысоких ($150 \div 300$ Мгц) в самых разнообразных схемах (детектирование, преобразование частоты, выпрямление, измерительные схемы и т. д.).

3. Выпрямительные диоды — приборы, используемые для выпрямления переменного тока низкой частоты.

Кроме того, в технике применяются также так называемые опорные диоды или кремниевые стабилизаторы, служащие для стабилизации постоянного напряжения.

Сверхвысокочастотные диоды

Диоды для сверхвысоких частот изготавливают точечной конструкции из германия и кремния. В этих диодах путём специальной заточки острия обеспечивается весьма малая площадь контакта, чем достигается получение небольшой ёмкости перехода. Конструктивно диоды для сверхвысоких частот оформлены таким образом, чтобы обеспечить непосредственное включение их в волноводно-резонаторные узлы аппаратуры свч.

В связи с этим у них отсутствуют длинные проволочные выводы (рис. 22.14).



Рис. 22.14

Работу полупроводниковых диодов в качестве смесителей и детекторов характеризуют специальные параметры — *чувствительность по току, потери преобразования и коэффициент шума*.

Чувствительность по току показывает способность детектора давать полезный эффект при воздействии слабых сигналов сверхвысокой частоты. Она определяется как отношение выпрямленного тока к величине подведённой к детектору мощности

$$h = \frac{I_{\text{выпр}}}{P_{\text{вх}}} . \quad (22.23)$$

Обычно чувствительность по току выражается в a/vt .

Потерями преобразования называется выраженное в децибелах отношение мощности радиочастоты, подведённой к диоду ($P_{\text{вх}}$), к мощности промежуточной частоты, отдаваемой нагрузке ($P_{\text{вых. пром}}$)

$$B = 10 \lg \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых пром}}} . \quad (22.24)$$

Из этого определения следует, что чем меньше потери преобразования, тем большим является полезный эффект ($P_{\text{вых. пром}}$), получаемый от преобразовательной ступени при данной величине $P_{\text{вх}}$.

Диоды для сверхвысоких частот имеют небольшую величину допустимого прямого тока ($20 \div 30 \text{ ма}$) и небольшое обратное напряжение ($5 - 15 \text{ в}$). Максимальная допустимая мощность

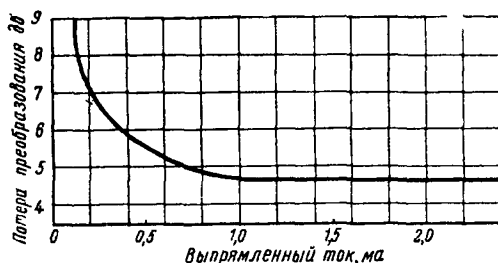


Рис 22.15

рассеяния от 30 до 200 $mвт$. Зато чувствительность по току у них значительно выше, чем у вакуумных диодов. У кремниевых детекторов чувствительность по току доходит до $4 \frac{a}{вт}$. Гер-

маниевые диоды имеют несколько меньшую чувствительность, что является их недостатком по сравнению с кремниевыми. Потери преобразования у кремниевых и германиевых диодов примерно одинаковы, составляя 6,5—8,5 $дб$ при подводимой мощности 0,5 $mвт$. С ростом подводимой мощности и, следовательно,

выпрямленного тока потери преобразования уменьшаются. На рис. 22.15 приведён в качестве примера график зависимости $B = f(I_{\text{выпр}})$ для диода ДК-С2.

Собственные шумы кристаллического детектора характеризуются коэффициентом шумов. Этот параметр определяется как отношение мощности шумов, создаваемых детектором, к мощности тепловых шумов омического сопротивления, равного по величине внутреннему сопротивлению детектора и имеющего ту же температуру.

$$K_{\text{ш}} = \frac{P_{\text{ш}}}{P_R}. \quad (22.25)$$

Коэффициент шумов у кремниевых и германиевых диодов равен двум-трём. Это означает, что уровень шумов в полупроводниковых диодах в 2—3 раза превышает уровень шумов такого же по величине омического сопротивления при той же температуре. Природа внутренних шумов в полупроводниковых электронных приборах изучена до сих пор недостаточно. Установлено, что в этих приборах по меньшей мере две причины появления шумов. Во-первых, флуктуации тока вызываются непостоянством во времени числа электронов и дырок, диффундирующих через переход. При наличии потенциального барьера в p - n переходе прохождение носителей через контакт во многом напоминает явление термоэлектронной эмиссии через потенциальный барьер при котором имеет место дробовой эффект. Как и в электронных лампах, в полупроводниковых приборах квадрат эффективного значения переменного тока флуктуаций из-за «дробового» эффекта ($I_{\text{ш}}^2$) пропорционален току диода I и полосе пропускаемых частот (Δf).

В полупроводниковых диодах имеют место также низкочастотные шумы, во многом напоминающие поверхностный флуктуационный эффект (мерцание) в полупроводниковых оксидных катодах. Уровень этих шумов также пропорционален току диода, но спектр неравномерен: их интенсивность уменьшается с ростом частоты обратно пропорционально последней.

Уровень шумов полупроводниковых диодов значительно ниже, чем уровень шумов электронных ламп. Это обусловило широкое применение полупроводниковых диодов в радиотехнике сверхвысоких частот, где шум электронных ламп существенно ограничивает предельную чувствительность радиоприёмных устройств. У германиевых диодов уровень шумов несколько выше, чем у кремниевых.

В табл. 22.1 приведены основные данные некоторых полупроводниковых сверхвысокочастотных диодов, выпускаемых нашей промышленностью.

Таблица 22.1

Тип диода	Применение	Номиналь- ная рабочая длина волны см	Потери преобра- зования дБ	Кэффи- циент шума	Чувстви- тельность по току а/вт	Макси- мальная подводи- мая мощ- ность мвт
Кремниевые:						
ДК-С1, С2	Смеситель	9,8	—	2,7; 2,0	—	80; 50
ДК-С3, С4	То же	3,2	8,5; 6,5	2,7	—	50; 30
ДК-В1, В2	Детектор	9,8	—	—	0,8; 1,2	50
ДК-В3, В4	То же	3,2	—	—	0,4; 0,8	50
ДК-И1	Измерения	9,8	—	—	0,5	200
ДК-И2	То же	3,2	—	—	0,2	200
ДЗА, Б	Смеситель	3,2; 9,8	—	—	—	—
Д603	То же	6÷60	—	10	4	200

Германиевые:

ДГ-С1, С2	Смеситель	9,8	8,5÷6,5	3,0	—	80
ДГ-С3, С4	То же	3,2	8,5÷6,5	3,0	—	80; 50
Д401	»	10,0	13	3,0	—	150
Д403А÷В	»	3÷12	9	3÷13	1,5	50

Таблица 22.2

Тип прибора	$I_{вмпр}$ мА	Крутизна характе- ристики мА/в	$I_{обр}$ мкА	$U_{обр}$ в	$f_{пред}$ МГц
-------------	------------------	---	------------------	----------------	-------------------

Германиевые:

Д2А÷И	8÷50	2÷50	250	7÷175	150
Д9А÷Ж	15÷40	10÷90	250	10÷100	40
Д10А÷Б	50	—	100÷200	10	100
Д11÷14А	20	100	50÷100	30÷100	150

Кремниевые:

Д101-103	50÷75	1	30	30÷100	600
Д104-106	—	—	10	30÷100	300

Высокочастотные диоды

Высокочастотные диоды (рис. 22.3) изготавливаются из германия и кремния, имеют точечную конструкцию и отличаются от свч диодов значительно большей величиной допустимого обратного напряжения, которое доходит до $150 \div 175$ в. Это достигается применением материала более высокой чистоты и однородности. Высокочастотные диоды имеют, кроме того, большую площадь контакта, чем свч диоды. Это обеспечивает большую величину допустимого тока и допустимой мощности рассеяния, но снижает предельную частоту до величины порядка $150 \div 300$ Мгц. В табл. 22.2 приведены данные отечественных высокочастотных диодов.

Выпрямительные диоды

Мощные выпрямительные диоды изготовляют из германия и кремния в виде плоскостной конструкции (рис. 22.5).

Плоскостные диоды, имея площадь контакта значительно большую, чем точечные, допускают прохождение значительно больших токов: величина выпрямленного тока доходит у них до 10 а. Опубликованы сообщения о разработке германиевых диодов на токи до 100 000 а. Однако в связи с большей площадью контакта плоскостные диоды имеют во много раз большие ёмкости, чем точечные, и, следовательно, значительно худшие частотные свойства. Если ёмкость германиевых и кремниевых точечных диодов — порядка $0,25 \div 1$ пф, то ёмкость плоскостных диодов составляет несколько десятков и сотен пикофард. Поэтому плоскостные диоды применяют только на низких частотах (не выше 50 кгц).

По величине обратного напряжения плоскостные диоды значительно превосходят точечные, имея обратное напряжение до 600 в и более. Обратный ток плоскостных диодов составляет величину порядка $0,25 \div 1$ ма.

Следует отметить, что работы по улучшению очистки кремния указывают на принципиальную возможность изготовления на его базе диодов с ещё более высоким обратным напряжением, составляющим несколько тысяч вольт, при обратных токах порядка 10^{-10} а. В табл. 22.3 приведены данные о мощных выпрямительных диодах, выпускаемых нашей промышленностью.

Таблица 22.3

Тип прибора	$I_{выпр}$ а	$I_{обр}$ ма	$U_{обр}$ в	$f_{пред}$ кгц
Германиевые:				
Д7А÷Ж	$0,1 \div 0,3$	1	$50 \div 400$	50
Д302÷305	$1 \div 10$	$1 \div 3$	$50 \div 200$	—
Д1001—1003А	$0,1 \div 0,3$	$0,15 \div 0,3$	$500 \div 2000$	20

Тип прибора	$I_{выпр}$ а	$I_{обр}$ ма	$U_{обр}$ в	$f_{пред}$ кГц
Кремниевые				
Д202—205	0,4	0,5	100—400	50
Д206—211	0,1	—	100—600	50

Опорные диоды

Опорные диоды, или кремниевые стабилитроны, являются разновидностью плоскостных кремниевых диодов и используются для стабилизации постоянного напряжения.

В опорных диодах находит практическое применение участок вольтамперной характеристики диода, расположенный за точкой пробоя (§ 22.2, рис. 22.12). В кремниевых диодах электрический пробой, возникающий вследствие ударной ионизации, не переходит, как в германиевых диодах, сразу в тепловой пробой, так как энергия возбуждения электронов из валентной зоны относительно большая.

Поэтому характеристика диода после точки пробоя *A* не имеет неустойчивого падающего участка, а резко возрастание тока через переход сопровождается небольшим увеличением напряжения на диоде. Величина тока через диод может при этом достигать достаточно больших значений, ограничиваемых допустимой мощностью рассеяния $P_{\max} = U_{обр} I_{\max}$.

Значение этого предельно допустимого тока через диод отмечено на рис. 22.16 точкой пересечения (точкой *B*)

пунктирной линии характеристики предельного тока $I_{\max} = \frac{P_{\max}}{U_{обр}}$

с характеристикой диода. Превышение предельно допустимого тока через диод приводит к чрезмерному разогреву диода, тепловому пробое и порче его. В пределах же от точки *A* до точки *B* вольтамперная характеристика вполне стабильна и воспроизводима. На участке характеристики *AB* диод обладает очень

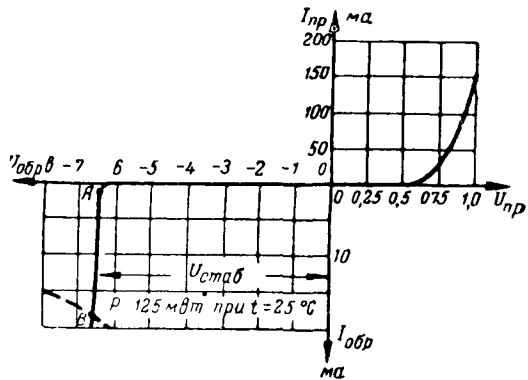


Рис 22 16

малым внутренним сопротивлением, порядка единиц — десятков ом, и этот участок практически и используется для стабилизации напряжения. Схема включения диода для этой цели

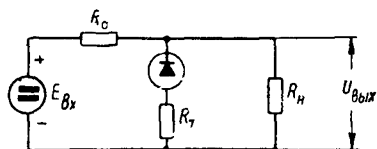


Рис. 22.17

аналогична схеме включения газоразрядного стабилитрона и показана на рис. 22.17. Величина напряжения опорного диода $U_{ст}$ несколько зависит от температуры, увеличиваясь с её ростом в пределах $(0,03 \div 0,1) \%$ на градус. При необходимости компенсации этого явления в схему

включают термозависимое сопротивление R_T , имеющее отрицательный температурный коэффициент.

Кремниевые стабилитроны изготавливаются в настоящее время на напряжения от 5 до 100 в и токи от 0,1 ма до 2 а. Внутреннее сопротивление их имеет порядок от 500 ом до 0,1 ом. Мощность рассеяния от 150 мвт до 50 вт.

Эксплуатационные свойства полупроводниковых диодов

Полупроводниковые германиевые диоды допускают эксплуатацию при температурах окружающего воздуха в пределах от $-(50 \div 60)^\circ\text{C}$ до $+70^\circ\text{C}$. При росте температуры у большинства диодов увеличиваются как прямой, так и обратный токи, однако наблюдается более сильное изменение обратного тока, чем прямого. В результате при увеличении температуры коэффициент выпрямления уменьшается. Иллюстрацией этого могут быть характеристики точечных германиевых диодов, снятые при разных температурах (рис. 22.18). При высоких обратных напряжениях из-за увеличения обратного тока мощность, выделяемая в запорном слое диода, становится чрезмерно большой и диод может пробиться. Поэтому при эксплуатации в условиях повышенных температур снижают подводимое напряжение и выпрямленный ток по сравнению с номинальными. На рис. 22.19 приведены для примера характеристики

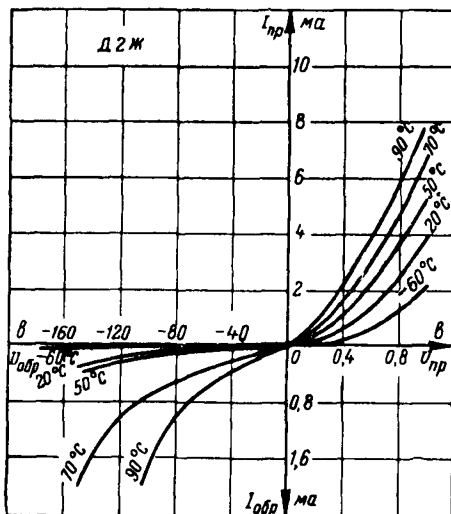


Рис. 22.18

предельных режимов для плоскостного диода Д7Ж. Из характеристик следует, что повышение окружающей температуры от 20°C до 60°C приводит к снижению допустимого обратного напряжения приблизительно в два раза. Увеличение выпрямленного тока также сопровождается снижением допустимого обратного напряжения. При низких температурах окружающего воздуха (до -50° ÷ -60°C) полупроводниковые диоды могут работать в номинальных режимах, но при этом несколько уменьшается их прямой ток.

Ухудшение параметров полупроводниковых диодов с ростом температуры объясняется тем, что при повышении температуры увеличивается перебор электронов из заполненной зоны в зону проводимости. При этом увеличивается собственная проводимость кристалла и растёт обратный ток p - n перехода. Прямой же, диффузионный ток при этом почти не изменяется, так как доноры или акцепторы, обеспечивающие примесную проводимость, обычно ионизированы полностью уже при комнатной температуре.

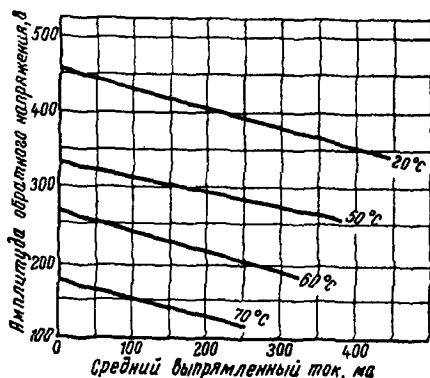


Рис 22 19

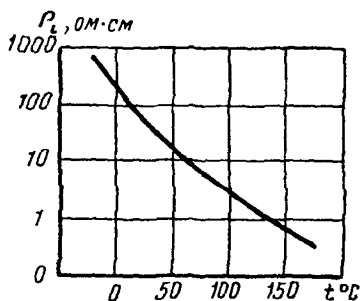


Рис 22 20

Естественный температурный предел полупроводниковых приборов определяется тем, что для нормальной работы прибора собственная проводимость полупроводникового материала σ_i должна быть меньше его примесной проводимости $\sigma_{n(p)}$ или, иначе говоря, собственное удельное сопротивление ρ_i должно быть больше примесного $\rho_{n(p)}$.

На рис. 22.20 показана зависимость собственного удельного сопротивления германия от температуры, рассчитанная по формуле

$$\rho_i = \frac{1}{\sigma_i} = 0,232 \cdot 10^{-4} e^{\frac{4350}{T}}, \text{ ом} \cdot \text{см}.$$

Из графика видно, что при использовании для изготовления p - n переходов германия с удельным сопротивлением $\rho_{n(p)} = 3 + 5 \text{ ом} \cdot \text{см}$ предельная температура перехода может быть взя-

та не выше 70°C. Для того чтобы поднять эту температуру, например до 100°C, необходимо применять германий с удельным сопротивлением ниже 2 *ом см*. В этом отношении преимущество имеют кремниевые диоды, если при их изготовлении в качестве исходного материала был применён достаточно чистый кремний с содержанием примесей порядка 10^{-10} и менее. Ширина запретной зоны у кремния равна 1,1 э-в, вместо 0,72 э-в у германия. Это обуславливает значительно меньшую собственную проводимость у кремния и меньшее влияние температуры. Так, например, при комнатной температуре удельное сопротивление чистого германия составляет примерно 60 *ом.см*, тогда как у чистого кремния оно соответственно достигает 64 000 *ом см*. Следовательно, обратный ток в кремниевых диодах может быть во много раз меньше, чем в германиевых, и увеличение обратного тока в кремниевых диодах с ростом температуры будет оказывать значительно меньшее влияние на выпрямляющие свойства прибора, чем у германиевых диодов. Поэтому для кремниевых диодов предельная рабочая температура может достигать до 150°C и более.

В механическом отношении полупроводниковые диоды как плоскостные, так и точечные достаточно прочны и вполне пригодны для эксплуатации в условиях сильных механических воздействий. Так, например, полупроводниковые приборы могут сохранять величину параметров в пределах норм при длительном воздействии вибраций в диапазоне частот от 5 до 2000 *гц* с ускорением до 15*g* и могут выдерживать воздействия многократных ударов и постоянных ускорений до 150*g*, а также единичных ударов с ускорением до 1000*g*.

Как показал опыт эксплуатации, основная рабочая часть полупроводниковых диодов — электронно-дырочный переход — является недостаточно устойчивой в климатическом отношении и при воздействии влаги и окружающего воздуха изменяет свои выпрямительные свойства. Поэтому в современных типах полупроводниковых диодов обращают большое внимание на герметизацию рабочей части, для чего применяют либо металлические сварные, либо стеклянные корпуса. Благодаря этому современные полупроводниковые приборы имеют хорошую климатическую устойчивость и сохраняют свои параметры в пределах норм при длительной эксплуатации и длительном хранении в условиях воздействия на них атмосферы с относительной влажностью до 95 — 98%.

Срок службы полупроводниковых диодов при правильной эксплуатации является достаточно продолжительным и достигает нескольких лет.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ТРИОДЫ

§ 23.1. Устройство полупроводниковых триодов

Полупроводниковый триод (транзистор) в своей основе представляет собой систему двух близко расположенных электронно-дырочных переходов. При определённых условиях эта система обладает способностью усиливать токи и напряжения, что и обусловило широкое применение полупроводниковых триодов в радиоэлектронике. По конструкции полупроводниковые триоды, как и диоды, бывают точечными и плоскостными и изготавливаются главным образом из германия и кремния.

Первыми (в 1948 г.) появились точечные германиевые триоды. Их устройство схематически показано на рис. 23.1. К кристаллу *n*-германия 1 плотно прижаты две заострённые вольфрамовые проволоочки 2, 3. Диаметр проволоочек — около 0,05 мм, а острия — несколько микрон. Расстояние между точечными контактами проволоочек с полупроводником делают по возможности малым (приблизительно 0,05 мм). Оба контакта являются нелинейными. Один из них в процессе изготовления подвергается формовке, в ходе которой через него кратковременно пропускают большой импульс тока. При этом в кристалле германия в области острия создаются дефекты, что приводит к повышению сопротивления контакта в запиорном направлении. Этот контакт называют *коллектором*. Другой контакт называется *эмиттером*, а сам кристалл — *базой*, или основанием.

В точечном триоде, как и в точечных диодах, основные процессы имеют место не в контактах металлических пружинок с полупроводником, а в небольших по площади электронно-дырочных переходах, образующихся вблизи контактов.

На рис. 23.2 показана одна из конструкций точечного триода. Электродная система помещена в герметичный металлический корпус 5. Пластика германия 1 укреплена на металлическом кристаллодержателе 6 и соединена через него с корпусом,

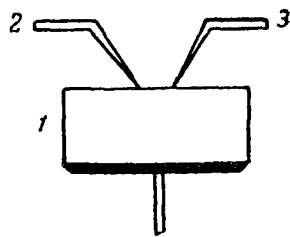


Рис. 23 1

к которому припаян снаружи ввод базы 7. Вводы эмиттера 2 и коллектора 3 проходят сквозь корпус через стеклянные изоляторы — бусинки 4.

Схема устройства плоскостного германиевого триода показана на рис. 23.3. Основой электродной системы является пластинка монокристаллического *n*-германия 1, которая в серийных образцах имеет толщину порядка $0,1 \div 0,2$ мм и линейные размеры около $2,7 \times 2,7$ мм. Эта пластинка, вместе с прижатыми к ней с обеих сторон кусочками индия 2, 3 и никелевыми вводами 4, разогревается до температуры $500 \div 560^\circ\text{C}$ в атмосфере водорода

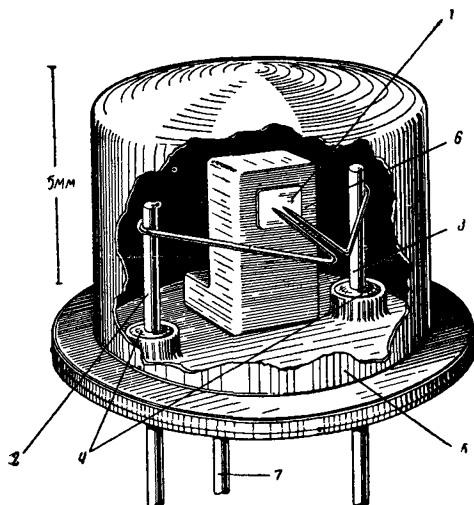


Рис 23.2

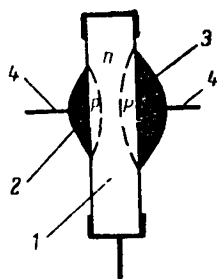


Рис 23.3

Индий, являющийся легкоплавким металлом, при этом плавится и частично диффундирует в германий, сообщая прилегающим к индию областям германия дырочную проводимость. Процесс нагревания электродной системы и диффузии индия продолжается до тех пор, пока расстояние между обеими *p*-областями в германии не станет достаточно малым (практически оно доводится до нескольких десятков микрон). В результате образуется система трёхслойного полупроводника (*p-n-p*) с двумя близко расположенными электронно-дырочными переходами. Границы *p*-областей обозначены на рис. 23.3 пунктирными линиями. Каждая из трёх областей играет роль отдельного электрода, имеет отдельный ввод для соединения с внешней электрической схемой и называется соответственно эмиттером 2, базой (основанием) 1 и коллектором 3.

На рис. 23.4 показана конструкция одного из плоскостных триодов. Как и в точечных триодах, электродная система помещена в герметичный металлический корпус 3. Пластина германия 1 укреплена на металлическом кристаллодержателе 4, при-

варенном к корпусу, следовательно, ввод базы триода 5 дан непосредственно на корпус. Вводы эмиттера и коллектора 2 пропущены через стеклянные изоляторы, закреплённые в корпусе.

Наряду с полупроводниковыми триодами типа $p-n-p$ имеют-ся также полупроводниковые триоды типа $n-p-n$, получаемые обычно добавлением к кристаллу p -германия примесей, сообщающих ему электронную проводимость (например, сурьмы).

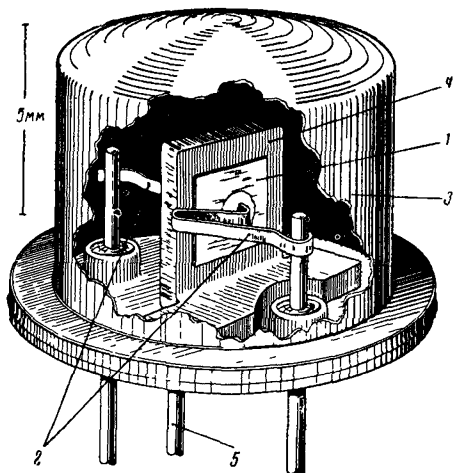


Рис. 23.4

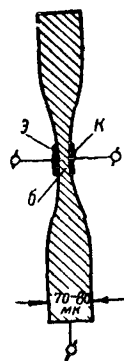


Рис. 23.5

Описанный способ приготовления триодов носит название способа сплавления, и триоды, изготовленные таким способом, называются сплавными триодами. Способ сплавления получил наиболее широкое промышленное применение. Известны и другие способы получения электронно-дырочных переходов, например, вытягивание кристалла из расплава с последовательно меняющейся концентрацией примесей. Триоды, изготовленные этим приёмом, называются триодами с «тянутыми» $p-n$ переходами.

Применяется также способ электролитического травления. По этому способу в тонкой пластинке монокристалла n -германия с помощью тонких струек электролита вытравливаются лунки такой глубины, что между ними остаётся слой германия толщиной в несколько микрон, образующий базу триода. Затем меняется полярность источника и в лунки наносятся электролитическим путём в виде плёнок эмиттер и коллектор (рис. 23.5). Триоды, изготовленные этим способом, носят название поверхностно-барьерных триодов, так как электронно-дырочные переходы и соответственно потенциальные барьеры образуются в них не в глубине полупроводника, как это имеет место в сплав-

ных или тянутых триодах, а вблизи от его поверхности. Преимуществом изложенного способа изготовления триодов является возможность получения очень тонкого слоя базы, порядка $4 \div 5$ мк, что существенно для улучшения высокочастотных свойств прибора (§ 23.5).

Существует ещё ряд способов изготовления полупроводниковых триодов, например, способ расплавления с последующим быстрым отверждением, основанный на различной скорости растворения примесей, способ диффузии из газообразной среды и др. Эти способы позволяют изготавливать полупроводниковые триоды с ещё более тонкой базой (до $1-2$ мк).

Устройство кремниевых плоскостных триодов принципиально не отличается от устройства германиевых плоскостных триодов, но технология изготовления несколько иная и значительно более сложная, вследствие высокой химической активности кремния.

§ 23.2. Принцип действия полупроводниковых триодов

Принцип усилительного действия полупроводниковых триодов рассмотрим на примере плоскостного триода типа $n-p-n$. Схема его включения показана на рис. 23.6. В цепь коллектора, играющего роль анода электронной лампы, включается батарея B_k и нагрузочное сопротивление R_n . Полярность включения батареи B_k , обычно имеющей напряжение $10 \div 20$ в, выбирается такой, чтобы направление тока в коллекторном переходе было запиорным. Таким образом, последовательно с батареей B_k включены нагрузочное сопротивление R_n и сопротивление коллектор-

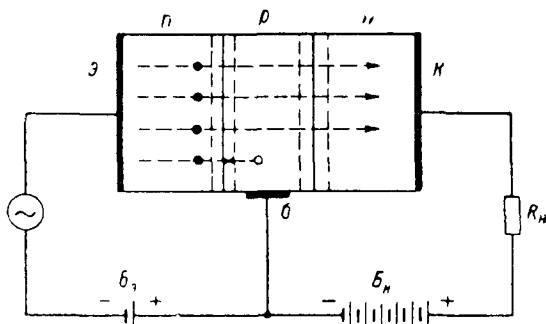


Рис. 23 6

ного перехода, имеющее большую величину, практически порядка сотен килоом. От величины сопротивления коллекторного перехода зависит ток в цепи коллектора I_k , и если её каким-либо

образом изменять, то соответственно будет меняться ток во внешней цепи, в том числе и через сопротивление нагрузки R_n .

Изменение сопротивления коллекторного перехода, а следовательно, и тока в цепи коллектора происходит под действием тока эмиттера. Батарея B_e в цепи эмиттера, имеющая напряжение порядка 1 в, включается так, чтобы направление тока в эмиттерном переходе было пропускным. Поэтому сопротивление этого перехода небольшое — порядка десятков ом.

При изготовлении триода добиваются того, чтобы электропроводность эмиттера была значительно большей, чем базы: $\sigma_e \gg \sigma_b$. Соответственно и концентрация основных носителей в эмиттере будет значительно больше, чем в базе. В этих условиях при прохождении тока через эмиттерный переход основные носители, движущиеся к контакту, рекомбинируют в приконтактной области перехода лишь частично, а основная часть электронов внедряется из эмиттера в базу, где они являются неосновными носителями. Это явление называется инъецией неосновных носителей (§ 22.2). Возникающий вследствие инъекции градиент концентрации носителей в базе $\frac{dn}{dx} \neq 0$ вызывает

диффузию электронов в направлении к коллекторному переходу. Кроме того, на электроны, движущиеся в базе, влияет электрическое поле коллектора. В сплавных плоскостных триодах переход неосновных носителей от эмиттерного перехода к коллектору происходит главным образом за счёт диффузии и лишь частично за счёт движения под действием электрического поля.

Движение неосновных носителей в базе (в данном случае — электронов) происходит иначе, чем движение основных носителей. Внедрившиеся в базу электроны окружаются дырками, поэтому их объёмный заряд оказывается скомпенсированным, а их электрическое поле экранируется полем основных носителей и действует лишь в пределах электрического двойного слоя, созданного обеими группами носителей. Толщина этого слоя порядка $10^{-4} \div 10^{-5}$ см. Поэтому на расстояниях, больших чем $10^{-4} \div 10^{-5}$ см, неосновные носители в отличие от основных никак себя не проявляют.

Если время жизни неосновных носителей в базе будет больше, чем среднее время их пробега от эмиттера к коллектору, то большая часть этих носителей пройдёт к коллекторному контакту, где имеется запирающий слой с большим сопротивлением. При этом дефицит носителей в запирающем слое коллектора и сопротивление запирающего слоя уменьшится, а ток в цепи коллектора увеличится.

Для того чтобы время пробега неосновных носителей через базу было значительно меньше времени жизни, необходимо очень близко разместить эмиттерный и коллекторный переходы друг от друга. Например, в германии время жизни в среднем

составляет $10 \div 100$ мксек, диффузионная длина $L = 0,3 \div 0,5$ мм и толщина базы берётся не более нескольких сотых миллиметра. При этом до $90 \div 99\%$ носителей, инжектированных эмиттером, достигает коллектора.

Если в цепь эмиттера включить источник переменного напряжения E_{ax} , то в соответствии с изменением входного напряжения будет изменяться входной ток I_3 и ток внедрённых неосновных носителей. По такому же закону будет изменяться сопротивление коллекторного контакта и ток в цепи коллектора. Последнее справедливо в том случае, если можно пренебречь инерционностью процессов инжекции, диффузии и дрейфа неосновных носителей, так как последние могут изменять проводимость только той части полупроводника, куда они проникают. При подаче переменного напряжения на вход триода изменение тока в выходной цепи триода получается несколько меньше, чем изменение тока во входной цепи, т. е. усиления по току не получается. Однако по напряжению (а следовательно, и по мощности) усиление имеет место, если только сопротивление нагрузки триода R_n значительно выше, чем входное сопротивление триода $R_{ex} = \frac{U_3}{I_3}$. Тогда при достаточно большой величине напряжения питания E_k переменное напряжение на нагрузке $U_{вых} = I_k \sim R_n$ будет значительно больше, чем переменное напряжение на входе триода $U_{вх} = I_3 \sim R_{ex}$.

В усилительном действии полупроводниковых триодов решающую роль играют инжекция носителей из эмиттера в базу и изменение сопротивления запирающего слоя коллекторного контакта под действием этих носителей. Название полупроводниковых триодов на английском языке — транзистор — является сложным словом, составленным из начала слова transfer («передать») и окончания слова resistor («сопротивление»).

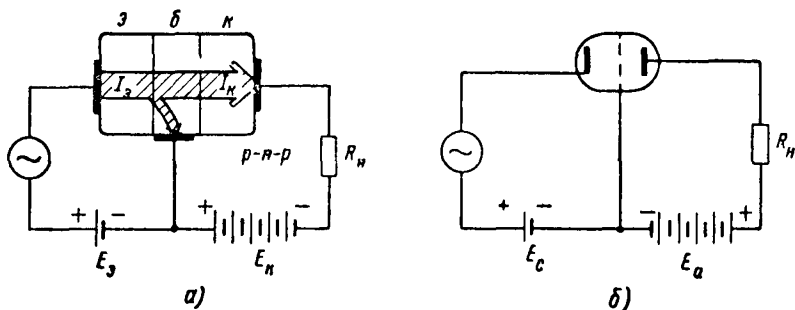


Рис. 23.7

Мы рассмотрели принцип действия полупроводниковых триодов типа *п-п-п*. У триодов типа *р-п-р* принцип действия такой

же, но полярность включения источников питания противоположная. В триодах $p-n-p$ происходит инжекция через эмиттерный переход не электронов, а дырок. В остальном физические процессы аналогичны описанным для триодов $n-p-n$.

В рассмотренной схеме общей точкой входной и выходной цепей является база. Эта схема включения (рис. 23.7а) анало-

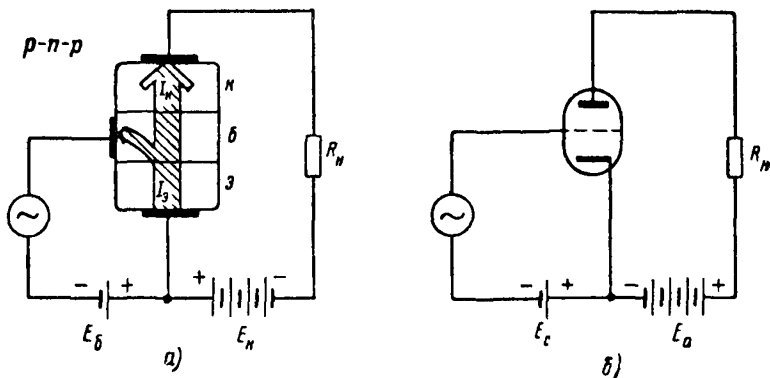


Рис. 23.8

гична схеме с общей сеткой вакуумного триода (рис. 23.7б), причём база играет роль сетки, эмиттер — роль катода, а коллектор — роль анода. Полупроводниковый триод может работать также в схеме с общим эмиттером (рис. 23.8а), которая аналогична схеме с общим катодом вакуумного триода (рис. 23.8б). В этом случае входным током является ток базы $I_\delta = I_\epsilon - I_\kappa$. Так как обычно $I_\kappa \approx (0,9 \div 0,99) I_\epsilon$, то ток базы от-

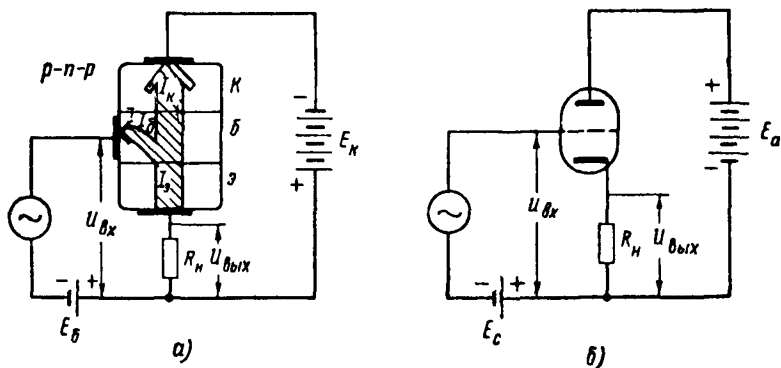


Рис. 23.9

носительно мал, $I_\delta \approx (0,1 \div 0,01) I_\kappa$, следовательно, в этой схеме имеет место усиление не только по напряжению, но и по току. Усиление по мощности при этом получается значительно больше, чем в схеме с общей базой.

Возможно использование полупроводникового триода также в схеме с общим коллектором (рис. 23.9а), аналогично схеме с общим анодом вакуумного триода (рис. 23.9б). В этой схеме напряжение, действующее между базой и эмиттером, равно разности между входным и выходным напряжениями $U_{бэ} = U_{вх} - U_{вых}$, поэтому усиление по напряжению здесь отсутствует (меньше единицы). Усиление же по току здесь несколько выше, чем в схеме с общим эмиттером, так как выходным током здесь является ток эмиттера $I_э = I_к + I_б > I_к$.

Принцип действия точечных триодов в основных чертах такой же, как и изложенный выше принцип действия плоскостных триодов. Отличительной особенностью точечных триодов является то, что у них изменение тока эмиттера на величину $\Delta I_э$ может приводить к изменениям тока коллектора на величину $\Delta I_к$ большую, чем $\Delta I_э$ (иногда в несколько раз).

Одно из объяснений этого явления основано на том, что в процессе формовки коллекторного перехода в тонком слое вблизи от острия возникает p -проводимость (рис. 23.10) и тем самым

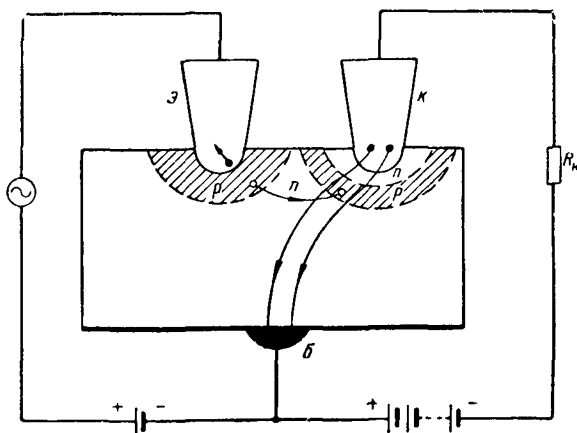


Рис. 23.10

у коллектора как бы образуется n - p - n триод. Дырочный ток эмиттера, проникающий в тонкий p -слой сквозь базу, является как бы входным («базовым») током этого n - p - n триода. Под воздействием этого входного тока в цепь коллектора из n -области идет большой электронный ток, и изменение тока коллектора получается больше, чем изменение тока эмиттера (подобно тому, как в плоскостном триоде в схеме с общим эмиттером изменение тока коллектора $\Delta I_к$ больше, чем изменение входного тока $\Delta I_б$).

§ 23.3. Статические характеристики полупроводниковых триодов

Основные семейства характеристик

Характеристики полупроводникового триода определяют соотношения между токами, проходящими в цепях полупроводникового триода, и напряжениями на его электродах.

В теории электронных ламп за независимые переменные принимаются напряжения на электродах, а функциями являются анодный и сеточный токи. При построении статических характеристик одна из независимых переменных (U_c или U_a) считается постоянной. В теории плоскостных полупроводниковых триодов в отличие от электронных ламп более наглядные и удобные для расчётов характеристики получаются, если за независимые переменные принять входной ток и напряжение на выходном электроде, а за функции — выходной ток и напряжение на входном электроде. Например, для схемы с общей базой получаем следующие четыре семейства статических характеристик:

- 1) $I_\kappa = f(U_\kappa)$ при $I_s = \text{const}$ — выходные, или коллекторные, характеристики.
- 2) $U_s = f(I_s)$ при $U_\kappa = \text{const}$ — входные, или эмиттерные, характеристики.
- 3) $I_\kappa = f(I_s)$ при $U_\kappa = \text{const}$ — характеристики передачи по току.
- 4) $U_s = f(U_\kappa)$ при $I_s = \text{const}$ — характеристики обратной связи по напряжению.

В схеме с общим эмиттером переменными являются токи коллектора и базы (I_κ и I_σ) и напряжения коллектора и базы (U_κ и U_σ).

Выбирая аргументы и функции так же, как и в предыдущем случае, получаем следующие четыре семейства статических характеристик:

- 1) $I_\kappa = f(U_\kappa)$ при $I_\sigma = \text{const}$ — выходные характеристики.
- 2) $U_\sigma = f(I_\sigma)$ при $U_\kappa = \text{const}$ — входные характеристики.
- 3) $I_\kappa = f(I_\sigma)$ при $U_\kappa = \text{const}$ — характеристики передачи по току.
- 4) $U_\sigma = f(U_\kappa)$ при $I_\sigma = \text{const}$ — характеристики обратной связи по напряжению.

Аналогично выбираются переменные и строятся семейства статических характеристик плоскостного триода в схеме с общим коллектором.

Для точечных триодов некоторые из перечисленных выше статических характеристик получаются неоднозначными, что приводит к неудобствам при их снятии и при расчётах. Более удоб-

ными для точечных триодов являются характеристики, в которых за независимые переменные приняты токи $I_{\text{э}}$ и $I_{\text{к}}$, а функциями считаются напряжения $U_{\text{э}}$ и $U_{\text{к}}$. Соответственно получаем следующие четыре семейства статических характеристик полупроводниковых триодов:

- 1) $U_{\text{к}} = f(I_{\text{к}})$ при $I_{\text{э}} = \text{const}$ — выходные, или коллекторные, характеристики.
- 2) $U_{\text{э}} = f(I_{\text{э}})$ при $I_{\text{к}} = \text{const}$ — входные, или эмиттерные, характеристики.
- 3) $U_{\text{к}} = f(I_{\text{э}})$ при $I_{\text{к}} = \text{const}$ — характеристики передачи.
- 4) $U_{\text{э}} = f(I_{\text{к}})$ при $I_{\text{э}} = \text{const}$ — характеристики обратной связи.

Отметим следующее существенное различие между полупроводниковыми триодами и электронными лампами. Если при изучении приёмно-усилительных ламп можно было в ряде случаев не рассматривать характеристики сеточного тока (так как обычно ламповый усилитель работает при отрицательных потенциалах на управляющей сетке, когда ток сетки близок к нулю), то в случае полупроводниковых триодов приходится всегда считаться с наличием тока во входной цепи.

Для снятия характеристик полупроводниковых триодов можно применить схему, показанную на рис. 23.11 (рис. 23.11а — схема с общей базой, рис. 23.11б — схема с общим эмиттером). Стрелка у эмиттера условно обозначает, что изображён триод типа *p-n-p*. (Для триодов *n-p-n* стрелка у эмиттера имеет обратное направление, в остальном схематическое изображение триода точно такое же).

Сдвоенные потенциометры — делители в цепях питания — служат для более плавного изменения напряжений на элек-

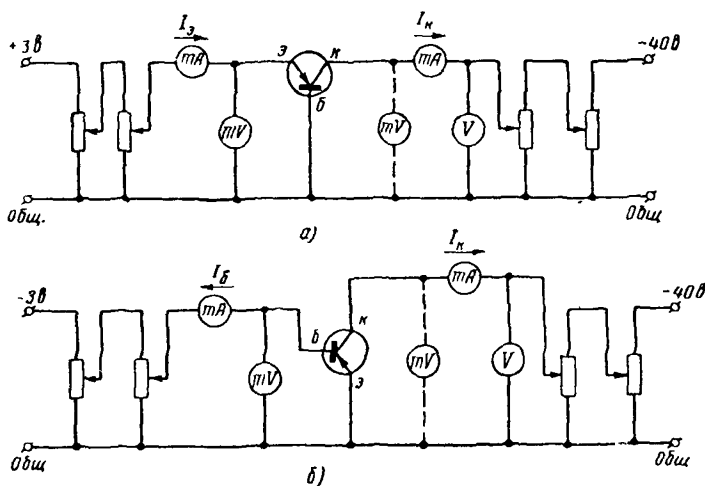


Рис. 23.11

тродах. С целью уменьшения погрешностей, связанных с включением измерительных приборов, миллиамперметр в цепи эмиттера (рис. 23.11а), имеющий обычно большее сопротивление, чем сам эмиттер, включается до милливольтметра. Последний должен иметь малое потребление по току. В выходной цепи существенных отличий от схем, применяющихся при снятии характеристик вакуумных триодов, нет, за исключением случая, когда снимаются выходные характеристики в начальной области (вблизи $U_k = 0$). В этом режиме сопротивление коллектора очень небольшое и для измерения напряжения коллектора следует включать милливольтметр так, как показано на рис. 23.11 пунктиром.

Характеристики плоскостного триода в схеме с общей базой

Выходные характеристики плоскостного триода *p-n-p* представлены на рис. 23.12. Вправо по оси напряжений отложены

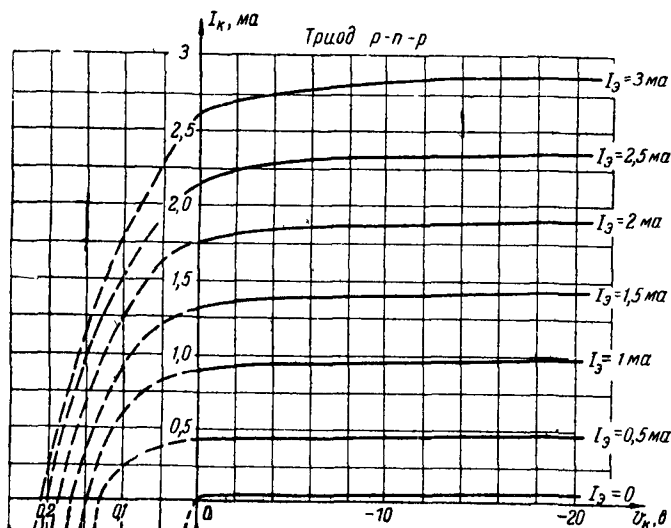


Рис. 23.12

значения напряжения на коллекторе, соответствующие запертому направлению. Значения тока, протекающего при этом в коллекторной цепи, отложены по вертикальной оси вверх. Такой выбор направлений на осях удобен тем, что рабочая область характеристик полупроводникового триода в этом случае оказывается в том же квадранте осей координат, что и рабочая область характеристик электронных вакуумных ламп, чем облегчается сравнительный анализ этих характеристик.

Характеристика коллекторного тока $I_k = f(U_k)$, снимаемая при токе эмиттера, равном нулю, соответствует обычной харак-

теристике электронно-дырочного перехода в запорном направлении. Величина коллекторного тока в этом случае $I_k = I_{k0}$ определяется концентрацией неосновных носителей в базе и коллекторе и обычно очень невелика (в хороших триодах при комнатной температуре — единицы микроампер). Если знак напряжения на коллекторе изменить на обратный, то коллекторный переход будет включён в пропускном направлении, коллекторный ток будет иметь большую величину при $I_s = 0$, быстро возрастающая с увеличением U_k по экспоненциальному закону, который аналогично (22.11) можно записать в следующем виде.

$$I_k = I_{k0} \left(e^{\frac{e U_k}{kT}} - 1 \right). \quad (23.1)$$

Эта часть характеристики, лежащая в левом нижнем квадранте, показана пунктиром, так как обычно она является нерабочей.

При наличии тока в цепи эмиттера $I_s > 0$ характеристики коллекторного тока идут выше характеристики I_{k0} , причём, чем больше ток I_s , тем выше идёт соответствующая характеристика $I_k = f(U_k)$. Величина тока в цепи коллектора в данном случае определяется, как это следует из рассмотренного в § 23.2 механизма действия триода, количеством носителей, инжектированных эмиттером в базу и достигших коллектора. Обозначим долю этих носителей в общем токе эмиттера α , тогда величина тока коллектора при заданном токе эмиттера может быть определена так:

$$I_k = \alpha I_s + I_{k0}. \quad (23.2)$$

Величина α носит название коэффициента передачи тока, или коэффициента усиления по току.

Как следует из характеристик, показанных на рис. 23.12, при $I_s > 0$ коллекторный ток имеет большую величину уже при $U_k = 0$ и при увеличении коллекторного напряжения возрастает лишь незначительно. Это указывает на то, что носители, инжектированные эмиттером, достигают коллектора в основном за счёт процесса диффузии, а влияние ускоряющего поля коллектора на движение этих носителей в базе очень мало. Для прекращения тока в цепи коллектора на последний необходимо подать напряжение обратного знака (соответствующее пропускному направлению). При этом навстречу току дырок, диффундирующих от эмиттера, идёт ток открывшегося коллекторного перехода и результирующий ток уменьшается. В точке пересечения выходной характеристики с горизонтальной осью оба встречных тока равны по величине и результирующий ток коллектора равен нулю. При дальнейшем увеличении напряжения U_k ток коллектора меняет знак и резко возрастает.

Входные характеристики плоскостного триода $p-n-p$ показаны на рис. 23.13. При $U_k = 0$ и $U_s > 0$ имеем обычную харак-

теристика p - n перехода в пропускном направлении. В соответствии с (22.11) уравнение этой характеристики может быть записано в следующем виде:

$$I_e = I_{e0} \left(e^{\frac{eU_e}{\kappa T}} - 1 \right). \quad (23.3)$$

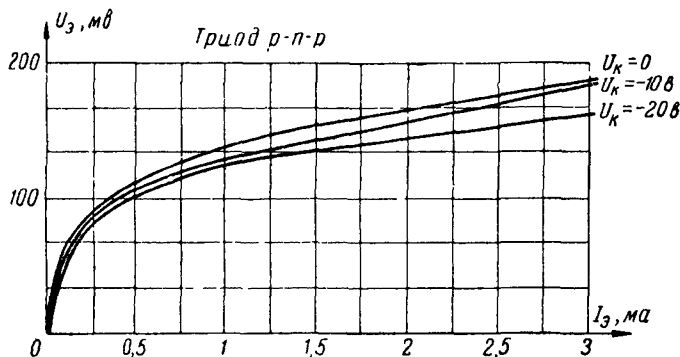


Рис. 23.13

Как показывают исследования, реальные характеристики при малых токах удовлетворительно описываются зависимостью (23.3), но показатель экспоненты вследствие влияния рекомбинации равен $\lambda \frac{eU_e}{\kappa T}$, где $\lambda = 1 \div 0,5$. При больших прямых токах реальная характеристика приближается к прямой линии вследствие влияния сопротивления базы и эмиттера.

При подаче запирающего напряжения на коллектор входные характеристики изменяются очень незначительно, что указывает на слабое влияние поля коллектора на прохождение тока через эмиттерный переход.

Ветвь входной характеристики при $U_c < 0$ является обычной характеристикой p - n перехода в запирающем направлении и на рис. 23.13 не показана. Величина тока в цепи эмиттера в этом режиме определяется концентрацией неосновных носителей в эмиттере и базе и очень мала, если напряжение на коллекторе включено в запирающем направлении. Если же коллекторный переход включён в пропускном направлении, то ток в цепи эмиттера будет иметь большую величину. Этот режим соответствует так называемому обратному включению триода, когда коллектор играет роль эмиттера, а эмиттер роль коллектора. Величина тока эмиттера в этом режиме зависит от величины тока коллектора, но вследствие несимметричности конструкции коэффициент передачи тока при обратном включении обычно значительно меньше, чем при прямом включении.

Характеристики передачи $I_k = f(I_s)$ (рис. 23.14) близки по своему виду к прямым и проходят практически через начало координат. Ток коллектора всего на 5—10 % меньше тока эмиттера. Это показывает, что потери неосновных носителей из-за рекомбинации в базе, а также электронная компонента тока эмиттера незначительны. Тангенс угла наклона характеристики

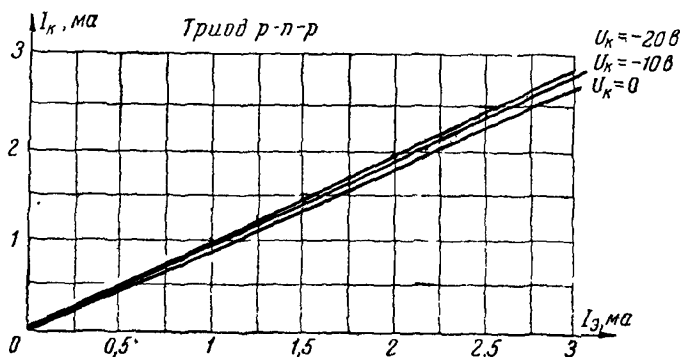


Рис. 23.14

передачи численно равен коэффициенту передачи тока $\alpha = \frac{dI_k}{dI_s} \Big|_{U_k = \text{const}}$. С ростом тока эмиттера коэффициент α незначительно уменьшается, что объясняется возрастанием скорости рекомбинации при увеличении объёмного заряда неосновных носителей в базе. Малое изменение вида характеристик $I_k = f(I_s)$ при подаче отрицательных напряжений на коллектор непосредственно связано с почти горизонтальным ходом коллекторных характеристик. Уравнение (23.2) является аналитическим выражением характеристики передачи, и так как α незначительно зависит от I_s , можно считать, что токи коллектора и эмиттера связаны между собой линейно.

Нетрудно видеть, что характеристики передачи могут быть получены построением из семейства выходных характеристик и наоборот.

Характеристики обратной связи $U_s = f(U_k)$ при $I_s = \text{const}$ могут быть получены построением из семейства входных характеристик. Характеристики обратной связи показаны на рис. 23.15. Они имеют очень небольшой наклон, что свидетельствует о слабом влиянии поля коллектора на токопрохождение в цепи эмиттера. Расстояние между характеристиками $U_s = f(U_k)$ по вертикали резко уменьшается с ростом тока, что является следствием нелинейности входных характеристик триода.

Поскольку из рассмотренных четырёх семейств статических характеристик независимыми являются только два, то на практике обычно ограничиваются снятием двух семейств — чаще

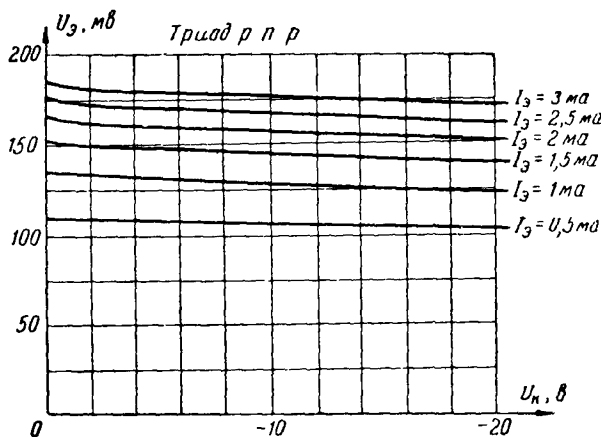


Рис. 23.15

всего выходных характеристик и характеристик обратной связи, как более удобных для расчётов.

Характеристики плоскостного триода в схеме с общим эмиттером

Статические характеристики плоскостного триода $p-n-p$ в схеме с общим эмиттером имеют несколько иной вид, чем характеристики в схеме с общей базой. Выходные характеристики триода в схеме с общим эмиттером (рис. 23.16) в отличие от характеристик триода в схеме с общей базой имеют участок с крутым наклоном не при малых положительных, а при малых отрицательных напряжениях коллектора и на пологом участке — большой наклон. Расположение крутого участка при отрицательных U_k объясняется тем, что в данном случае из-за того, что напряжение на базе отрицательно, открытие коллекторного перехода и появление тока проводимости в цепи коллектора происходит не при положительных напряжениях коллектора U_k , а уже при отрицательных, при которых $|U_k| < |U_б|$. Большой наклон пологого участка вызывается тем, что в данной схеме включения коллекторное напряжение U_k оказывается частично приложенным к эмиттерному переходу (через сопротивления коллектора, коллекторного перехода и базы).

Особенностью входных характеристик триода в схеме с общим эмиттером (рис. 23.17) является различный характер зависимости их наклона от коллекторного напряжения при $U_k < U_б$

и при $U_k > U_\sigma$. При уменьшении коллекторного напряжения U_k от больших отрицательных значений до величин порядка напря-

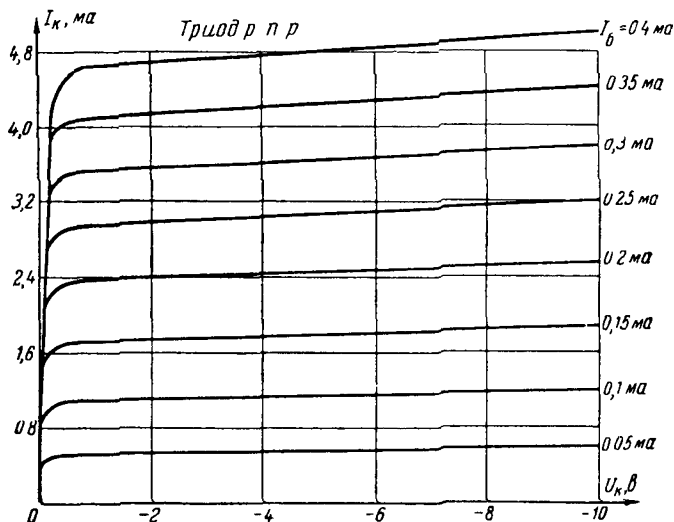


Рис. 23 16

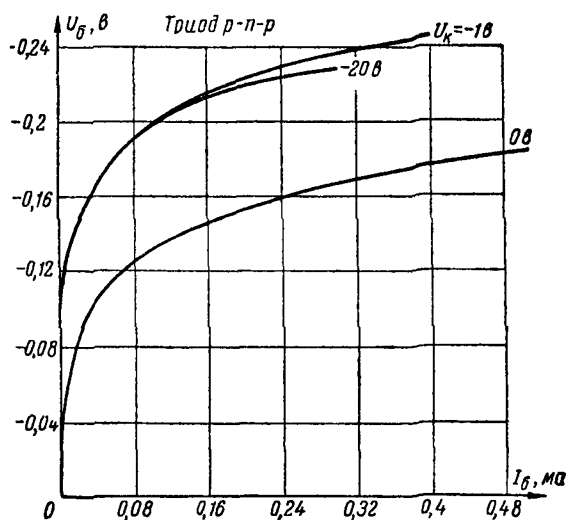


Рис. 23 17

жения базы наклон характеристик незначительно увеличивает-ся. В случае, когда напряжение коллектора становится меньше напряжения базы, наклон характеристики резко уменьшается

благодаря тому, что коллекторный переход при $|U_k| < |U_6|$ открывается.

Характеристики передачи в схеме с общим эмиттером достаточно линейны и лежат узким веером, но только при больших напряжениях на коллекторе. При малых напряжениях на коллекторе наклон характеристик сильно зависит от напряжения U_k (рис. 23.18).

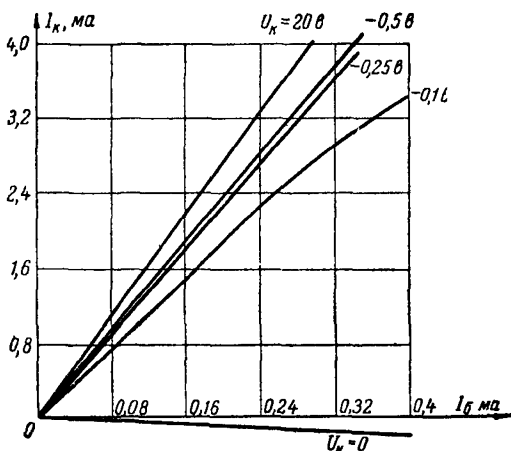


Рис. 23.18

Характеристики обратной связи в схеме с общим эмиттером (рис. 23.19) имеют круто восходящий участок, на котором существует сильная взаимная связь между напряжением коллектора и базы. Этот участок соответствует напряжениям коллектора U_k меньшим, чем напряжение базы U_6 , и наличие сильной взаимной связи объясняется тем, что в этих режимах коллекторный переход оказывается открытым, благодаря чему ток в базе создаётся двумя параллельно работающими переходами — коллекторным и эмиттерным. При $|U_k| > |U_6|$ коллекторный переход закрывается и обратная связь резко ослабевает, оставаясь, однако, более сильной, чем в схеме с общей базой, из-за частичного воздействия коллекторного напряжения на эмиттерный переход через сопротивления коллектора, коллекторного перехода и базы.

Заметим, что из статических характеристик, снятых в схеме с общим эмиттером, легко получить путём пересчёта характеристики для других схем включения. Так, для схемы с общей базой:

$$I_3 = I_k + I_6; U_3 = -U_6; U_{кз} = U_{кэ} - U_6.$$

Обратный пересчёт обычно даёт большие погрешности, так как малые величины: ток базы I_6 и напряжение эмиттер—база

$U_{эб}$ — приходится вычислять как разность двух больших величин. В связи с этим следует считать основным семейством характеристик плоскостного триода семейство, снятое для схемы с общим эмиттером. Этот вывод подкрепляется также тем,

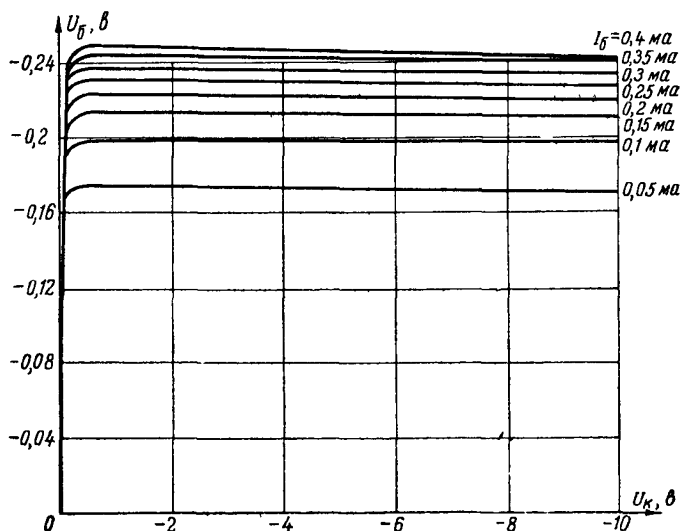


Рис 23 19

что практически триоды наиболее часто используются в схеме с общим эмиттером и, следовательно, для расчётов чаще всего нужно именно это семейство характеристик.

Характеристики точечного триода

Статические характеристики точечного германиевого триода в схеме с общей базой показаны на рис. 23.20—23.23.

При снятии этих характеристик за независимые переменные приняты токи, поэтому непосредственное сравнение большинства из них с характеристиками плоскостных триодов затруднительно. Лишь коллекторные характеристики снимаются фактически в одинаковых условиях и отличаются только противоположным выбором осей.

Сравнение этих характеристик с соответствующими характеристиками плоскостных триодов показывает, что в точечных триодах имеет место более сильная зависимость тока коллектора от напряжения на коллекторе. Это говорит о том, что в точечных триодах наряду с диффузионной составляющей тока большую роль играет также движение неосновных носителей под действием поля коллектора и соответствующий ток прово-

димости. Электрические поля в микрообластях p - n переходов в точечных триодах сильно неоднородны и даже при малых U_K достигают значительной величины. Поэтому изменения U_K при-

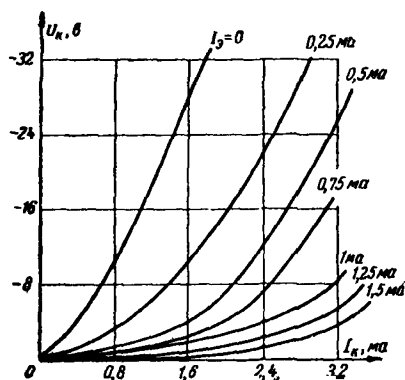


Рис. 23.20

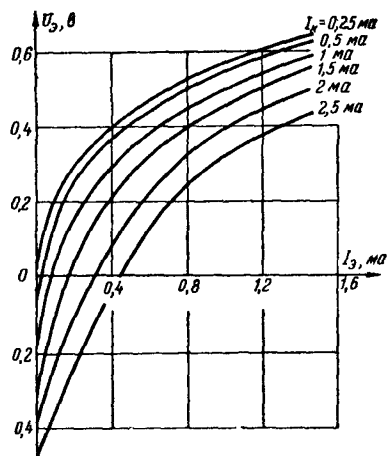


Рис. 23.21

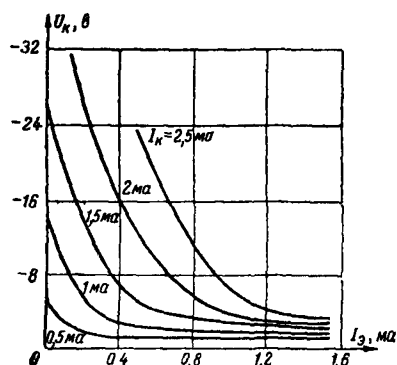


Рис. 23.22

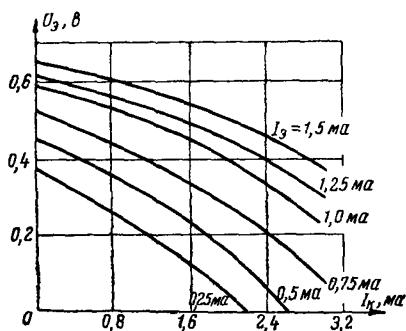


Рис. 23.23

водят к существенным изменениям тока коллектора. По своему виду коллекторные характеристики точечных триодов напоминают анодные характеристики вакуумных триодов при $U_c > 0$. Существенная зависимость от тока (или напряжения) коллектора наблюдается также и на других статических характеристиках точечных триодов.

У точечных триодов коллекторный ток может иметь большую величину, чем эмиттерный. При этом величина коэффициента усиления по току α может доходить до 3—4 и более.

§ 23.4. Параметры полупроводниковых триодов

Системы параметров

Для описания свойств полупроводниковых триодов наряду с характеристиками широко применяются характеристические параметры — величины, дающие связь между малыми изменениями токов и напряжений в приборе. Ввиду того, что полупроводниковые триоды могут использоваться в различных схемах включения, важнейшими из кото-

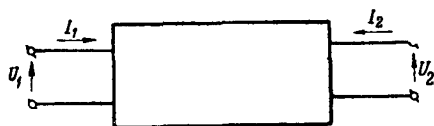


Рис. 23.24

рых являются схема с общей базой, схема с общим эмиттером и схема с общим коллектором, при введении параметров целесообразно рассматривать триод как четырёхполюсник, на входе

которого действуют напряжение U_1 и ток I_1 , а на выходе — напряжение U_2 и ток I_2 (рис. 23.24). В зависимости от схемы включения триода величинам $U_1 I_1$, $U_2 I_2$ будут соответствовать те или другие токи и напряжения триода. Направление токов $I_1 I_2$ и напряжений $U_1 U_2$ эквивалентного четырёхполюсника выбирают так, как показано на рис. 23.24, а при подстановке в расчётные формулы численных значений величин токов и напряжений берут знаки у этих величин в соответствии с применённым типом триода и способом его включения.

При рассмотрении функциональной связи между четырьмя переменными U_1 , I_1 , U_2 , I_2 возможны шесть вариантов выбора независимых и зависимых переменных, как показано в табл. 23.1.

Таблица 23.1

Независимые переменные	U_1, U_2	I_1, I_2	I_1, U_2	U_1, I_2	U_2, I_2	U_1, I_1
Зависимые переменные	I_1, I_2	U_1, U_2	U_1, I_2	I_1, U_2	U_1, I_1	U_2, I_2

Практическое применение находят первые три варианта. В соответствии с этим мы получаем три системы параметров полупроводникового триода: систему Y -параметров, систему Z -параметров и систему H -параметров.

Система Y -параметров

Если функциональная зависимость между токами и напряжениями триода задана в виде:

$$I_1 = f_1(U_1, U_2); \quad I_2 = f_2(U_1, U_2),$$

то имеем систему Y -параметров. В этом случае:

$$dI_1 = \frac{\partial I_1}{\partial U_1} dU_1 + \frac{\partial I_1}{\partial U_2} dU_2; \quad (23.4)$$

$$dI_2 = \frac{\partial I_2}{\partial U_1} dU_1 + \frac{\partial I_2}{\partial U_2} dU_2. \quad (23.5)$$

Введём обозначения:

$Y_{11} = \frac{\partial I_1}{\partial U_1}$ — входная проводимость триода в режиме короткого замыкания выходной цепи ¹⁾;

$Y_{12} = \frac{\partial I_1}{\partial U_2}$ — обратная (проходная) проводимость триода в режиме короткого замыкания входной цепи ¹⁾;

$Y_{21} = \frac{\partial I_2}{\partial U_1}$ — прямая (проходная) проводимость триода в режиме короткого замыкания выходной цепи ¹⁾.

$Y_{22} = \frac{\partial I_2}{\partial U_2}$ — выходная проводимость триода в режиме короткого замыкания входной цепи ¹⁾.

Используя эти обозначения и считая амплитуды переменных составляющих \dot{U}_1 и U_2 малыми, получим следующие соотношения:

$$\dot{I}_1 = Y_{11}\dot{U}_1 + Y_{22}\dot{U}_2; \quad (23.6)$$

$$\dot{I}_2 = Y_{21}\dot{U}_1 + Y_{22}\dot{U}_2. \quad (23.7)$$

Система Y -параметров соответствует системе ламповых параметров $Y_{вх}$, $Y_{прох}$, S , $Y_{вых}$.

Выберем приращения dU_1 и dU_2 так, чтобы результирующее изменение dI_2 равнялось нулю. Отношение этих приращений dU_2 и dU_1 обозначают μ и называют статическим коэффициентом усиления триода по напряжению

$$\mu = \left. \frac{dU_2}{dU_1} \right|_{dI_2=0}. \quad (23.8)$$

Коэффициент усиления μ показывает, какому выходному напряжению эквивалентен один вольт входного напряжения по его воздействию на выходной ток.

Из ур-ния (23.5) следует, что в этом случае

$$Y_{21}dU_1 + Y_{22}dU_2 = 0.$$

Отсюда

$$\mu = -\frac{Y_{21}}{Y_{22}}. \quad (23.9)$$

Это уравнение соответствует уравнению $\mu = SR_i$ в теории электронных ламп.

¹⁾ Для переменной составляющей напряжения.

Для полупроводниковых триодов параметр типа μ целесообразно ввести и для входной цепи. Обозначим его через H_{12}

$$H_{12} = \left. \frac{dU_1}{dU_2} \right|_{dI_1=0}. \quad (23.10)$$

Величина H_{12} может быть названа коэффициентом обратного действия по напряжению. Она показывает, какому входному напряжению эквивалентен один вольт выходного напряжения по воздействию на входной ток.

Из ур-ния (23.4) следует, что при соответствующем выборе приращений dU_1 и dU_2

$$Y_{11}dU_1 + Y_{12}dU_2 = 0.$$

Отсюда

$$H_{12} = -\frac{Y_{12}}{Y_{11}}. \quad (23.11)$$

Система Y -параметров находит некоторое применение в теории плоскостных триодов. В теории точечных триодов эта система не применяется вследствие затруднений при измерении параметров.

Система Z -параметров

Если функциональная зависимость между токами и напряжениями в триоде задана в виде

$$U_1 = f_3(I_1, I_2); \quad U_2 = f_4(I_1, I_2),$$

то получим систему Z -параметров. В этом случае:

$$dU_1 = \frac{\partial U_1}{\partial I_1} dI_1 + \frac{\partial U_1}{\partial I_2} dI_2; \quad (23.12)$$

$$dU_2 = \frac{\partial U_2}{\partial I_1} dI_1 + \frac{\partial U_2}{\partial I_2} dI_2. \quad (23.13)$$

Введём обозначения:

- $Z_{11} = \frac{\partial U_1}{\partial I_1}$ — входное сопротивление триода для разомкнутой выходной цепи ¹⁾);
- $Z_{12} = \frac{\partial U_1}{\partial I_2}$ — обратное (проходное) сопротивление триода при разомкнутой входной цепи ¹⁾);
- $Z_{21} = \frac{\partial U_2}{\partial I_1}$ — прямое (проходное) сопротивление триода при разомкнутой выходной цепи ¹⁾);
- $Z_{22} = \frac{\partial U_2}{\partial I_2}$ — выходное сопротивление при разомкнутой входной цепи ¹⁾).

¹⁾ Для переменной составляющей напряжения.

Используя эти обозначения, получим следующие соотношения для малых амплитуд переменных составляющих:

$$\dot{U}_1 = Z_{11}\dot{I}_1 + Z_{12}\dot{I}_2; \quad (23.14)$$

$$\dot{U}_2 = Z_{21}\dot{I}_1 + Z_{22}\dot{I}_2. \quad (23.15)$$

Выберем приращения dI_1 и dI_2 так, чтобы результирующее изменение dU_2 равнялось нулю. Отношение этих приращений dI_2 и dI_1 обозначают H_{21} и называют коэффициентом усиления триода по току

$$H_{21} = \left. \frac{dI_2}{dI_1} \right|_{dU_2=0}. \quad (23.16)$$

Коэффициент усиления по току показывает соотношение между переменными составляющими токов в выходной и входной цепях в режиме короткого замыкания выходной цепи.

Для схемы с общей базой коэффициент усиления по току $H_{21\sigma}$ равен коэффициенту передачи тока α , взятому с обратным знаком

$$H_{21\sigma} = -\alpha.$$

Положив в уравнениях (23.14) и (23.15) $\dot{U}_1=0$ и $U_2=0$, получим.

$$Z_{11}\dot{I}_1 + Z_{12}\dot{I}_2 = 0; \quad Z_{21}\dot{I}_1 + Z_{22}\dot{I}_2 = 0.$$

Отсюда

$$H_{21} = -\frac{Z_{21}}{Z_{22}}. \quad (23.17)$$

Z -параметры находят применение в теории точечных триодов.

Система H -параметров

В плоскостных триодах входное сопротивление Z_{11} имеет очень малую величину, порядка сотен ом, а выходное — очень большую, порядка мегом. В связи с этим для плоскостных триодов, с точки зрения измерения параметров, оказывается практически неудобным применение как системы Y -параметров, так и системы Z -параметров. В самом деле, для того чтобы измерить Y -параметры, необходимо обеспечить режим короткого замыкания по входной или выходной цепям. Если это несложно осуществить для выходной цепи, имеющей большое сопротивление, то для входной цепи с очень малым собственным сопротивлением создать режим короткого замыкания практически трудно. Для того чтобы измерить Z -параметры, необходимо обеспечить режим холостого хода по входной или выходной цепям, что наоборот, несложно сделать для входной цепи, но затруднительно для выходной. Поэтому для плоскостных триодов применяют систему H -параметров, являющуюся смешанной системой. В этой

системе функциональная зависимость между токами и напряжениями триода задаётся в виде:

$$U_1 = f_5(I_1, U_2); \quad I_2 = f_6(I_1, I_2). \quad (23.18)$$

В этом случае:

$$dU_1 = \frac{\partial U_1}{\partial I_1} dI_1 + \frac{\partial U_1}{\partial U_2} dU_2. \quad (23.19)$$

$$dI_2 = \frac{\partial I_2}{\partial I_1} dI_1 + \frac{\partial I_2}{\partial U_2} dU_2. \quad (23.20)$$

Введём обозначения:

$H_{11} = \frac{\partial U_1}{\partial I_1}$ — входное сопротивление триода при короткозамкнутой выходной цепи¹⁾;

$H_{12} = \frac{\partial U_1}{\partial U_2}$ — коэффициент обратной связи по напряжению при разомкнутой входной цепи¹⁾;

$H_{21} = \frac{\partial I_2}{\partial I_1}$ — коэффициент усиления по току при короткозамкнутой выходной цепи¹⁾;

$H_{22} = \frac{\partial I_2}{\partial U_2}$ — выходная проводимость при разомкнутой входной цепи¹⁾.

Используя указанные обозначения, получим следующие соотношения для малых амплитуд:

$$U_1 = H_{11} \dot{I}_1 + H_{12} \dot{U}_2, \quad (23.21)$$

$$\dot{I}_2 = H_{21} \dot{I}_1 + H_{22} \dot{U}_2. \quad (23.22)$$

Для измерения H -параметров необходимо обеспечение режимов холостого хода во входной цепи и короткого замыкания в выходной цепи, что нетрудно сделать как для плоскостных, так и для точечных триодов.

Связь между системами параметров

При практических расчётах может встретиться необходимость перехода от одной системы параметров к другой системе или от параметров в одной схеме включения триода к параметрам в другой схеме включения. Формулы для такого перехода можно получить, решая соответствующие уравнения относительно независимых переменных, например:

$$\begin{aligned} \dot{U}_1 &= Z_{11} \dot{I}_1 + Z_{12} \dot{I}_2; & \dot{U}_2 &= Z_{21} \dot{I}_1 + Z_{22} \dot{I}_2. \\ \dot{I}_1 &= \frac{Z_{22} \dot{U}_1 - Z_{12} \dot{U}_2}{\Delta} = \frac{Z_{22} \dot{U}_1 - Z_{12} \dot{U}_2}{Z_{11} Z_{22} - Z_{12} Z_{21}}. \end{aligned}$$

¹⁾ Для переменной составляющей.

Сравнивая последнее выражение с ур-нием (23.6), находим, что:

$$Y_{11} = \frac{Z_{22}}{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}}, \quad Y_{12} = -\frac{Z_{12}}{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}}.$$

В табл. 23.2 приведены полученные таким образом формулы перехода от одной системы параметров к другой.

Таблица 23.2

Параметры	Z	Y	H
Z_{11}		$\frac{Y_{22}}{ Y }$	$\frac{ H }{H_{22}}$
Z_{12}		$-\frac{Y_{12}}{ Y }$	$\frac{H_{12}}{H_{22}}$
Z_{21}		$-\frac{Y_{21}}{ Y }$	$-\frac{H_{21}}{H_{22}}$
Z_{22}		$\frac{Y_{11}}{ Y }$	$\frac{1}{H_{22}}$
Y_{11}	$\frac{Z_{22}}{ Z }$		$\frac{1}{H_{11}}$
Y_{12}	$-\frac{Z_{12}}{ Z }$		$-\frac{H_{12}}{H_{11}}$
Y_{21}	$-\frac{Z_{21}}{ Z }$		$\frac{H_{21}}{H_{11}}$
Y_{22}	$\frac{Z_{11}}{ Z }$		$\frac{ H }{H_{11}}$
H_{11}	$\frac{ Z }{Z_{22}}$	$\frac{1}{Y_{11}}$	
H_{12}	$\frac{Z_{12}}{Z_{22}}$	$-\frac{Y_{12}}{Y_{11}}$	
H_{21}	$-\frac{Z_{21}}{Z_{22}}$	$\frac{Y_{21}}{Y_{11}}$	
H_{22}	$\frac{1}{Z_{22}}$	$\frac{ Y }{Y_{11}}$	

Примечание:

$$|Z| = Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}; \quad |Y| = Y_{11}Y_{22} - Y_{12}Y_{21}; \quad |H| = H_{11}H_{22} - H_{12}H_{21}$$

Таблица 23.3

Общая база (1)	Общий эмиттер (2)	Общий коллектор (3)
$Z_{111} = Z_{112} = Z_{113} \rightarrow$ $+ Z_{223} - Z_{123} - Z_{213}$	$Z_{112} = Z_{111} = Z_{113} \rightarrow$ $+ Z_{223} - Z_{123} - Z_{213}$	$Z_{113} = Z_{221} = Z_{222} +$ $+ Z_{112} - Z_{123} - Z_{212}$
$Z_{121} = Z_{112} - Z_{122} =$ $= Z_{113} - Z_{213}$	$Z_{122} = Z_{111} - Z_{121} =$ $= Z_{223} - Z_{123}$	$Z_{123} = Z_{221} - Z_{211} =$ $= Z_{222} - Z_{122}$
$Z_{211} = Z_{112} - Z_{212} =$ $= Z_{113} - Z_{123}$	$Z_{212} = Z_{111} - Z_{211} =$ $= Z_{223} - Z_{213}$	$Z_{213} = Z_{221} - Z_{121} =$ $= Z_{222} - Z_{213}$
$Z_{221} = Z_{113} \rightarrow Z_{222} -$ $- Z_{123} - Z_{212} = Z_{113}$	$Z_{222} = Z_{111} - Z_{221} -$ $- Z_{121} + Z_{211} = Z_{223}$	$Z_{223} = Z_{221} - Z_{111} -$ $- Z_{121} - Z_{211} = Z_{222}$
$Y_{111} = Y_{223} \rightarrow Y_{112} \rightarrow$ $+ Y_{122} + Y_{212} = Y_{223}$	$Y_{112} = Y_{221} + Y_{111} +$ $+ Y_{121} \rightarrow Y_{211} = Y_{113}$	$Y_{113} = Y_{111} \rightarrow Y_{121} \rightarrow$ $+ Y_{221} + Y_{211} = Y_{112}$
$Y_{121} = -(Y_{223} \rightarrow Y_{122}) =$ $= -(Y_{223} \rightarrow Y_{213})$	$Y_{122} = Y_{221} \rightarrow Y_{121} =$ $= -(Y_{113} \rightarrow Y_{123})$	$Y_{123} = -(Y_{111} \rightarrow Y_{211}) =$ $= -(Y_{112} \rightarrow Y_{122})$
$Y_{211} = -(Y_{222} \rightarrow Y_{212}) =$ $= -(Y_{223} \rightarrow Y_{123})$	$Y_{212} = -(Y_{221} + Y_{211}) =$ $= -(Y_{113} \rightarrow Y_{213})$	$Y_{213} = -(Y_{111} + Y_{121}) =$ $= -(Y_{112} \rightarrow Y_{212})$
$Y_{221} = Y_{222} = Y_{223} +$ $+ Y_{113} \rightarrow Y_{123} \rightarrow Y_{213}$	$Y_{222} = Y_{221} = Y_{113} +$ $+ Y_{223} \rightarrow Y_{123} \rightarrow Y_{213}$	$Y_{223} = Y_{111} = Y_{112} +$ $+ Y_{222} \rightarrow Y_{122} \rightarrow Y_{212}$
$H_{111} = \frac{H_{112}}{A} = \frac{H_{113}}{ H_3 }$	$H_{112} = \frac{H_{111}}{B} = H_{113}$	$H_{113} = \frac{H_{111}}{B} = H_{112}$
$H_{121} = \frac{ H_2 - H_{122}}{A} =$ $= \frac{ H_3 + H_{213}}{ H_3 }$	$H_{122} = \frac{ H_1 - H_{121}}{B} =$ $= 1 - H_{123}$	$H_{123} = -\frac{1 - H_{121}}{B} =$ $= 1 - H_{122}$
$H_{211} = \frac{- H_2 - H_{212}}{A} =$ $= \frac{H_{123} - H_3 }{ H_3 }$	$H_{212} = \frac{- H_1 - H_{211}}{B} =$ $= -(1 + H_{213})$	$H_{213} = \frac{1 + H_{211}}{B} =$ $= -(1 + H_{212})$
$H_{221} = \frac{H_{222}}{A} = \frac{H_{223}}{ H_3 }$	$H_{222} = \frac{H_{221}}{B} = H_{223}$	$H_{223} = \frac{H_{221}}{B} = H_{222}$

Общая база (1)	Общий эмиттер (2)	Общий коллектор (3)
$\mu_1 = 1 - \mu_2 =$ $1 - \frac{Z_{123}}{Z_{113}}$ $= \frac{1 - \mu_3 + \frac{Z_{223} - Z_{123}}{Z_{113}}}{1 - \mu_3 + \frac{Z_{223} - Z_{123}}{Z_{113}}}$	$\mu_2 = 1 - \mu_1 =$ $\frac{Z_{223}}{Z_{113}} - \mu_3$ $= \frac{1 - \mu_3 + \frac{Z_{223} - Z_{123}}{Z_{113}}}{1 - \mu_3 + \frac{Z_{223} - Z_{123}}{Z_{113}}}$	$\mu_3 = 1 - \mu_1 \frac{Z_{111}Z_{121}}{Z_{211}Z_{222}}$ $\frac{Z_{222}}{Z_{113}} - \mu_2$ $= \frac{1 - \mu_2 + \frac{Z_{222} - Z_{122}}{Z_{112}}}{1 - \mu_2 + \frac{Z_{222} - Z_{122}}{Z_{112}}}$

Примечания 1. В этой таблице параметрам схемы с общей базой присвоен третий дополнительный индекс «1» (Z_{111} , Z_{121} и т. д.), параметрам схемы с общим эмиттером — дополнительный третий индекс «2», параметрам схемы с общим коллектором — дополнительный третий индекс «3».

2. В таблице приняты следующие сокращения и обозначения:

$$A = 1 + |H_e| + H_{212} - H_{121};$$

$$B = 1 + |H_i| + H_{211} - H_{121};$$

$$|H_i| = H_{111}H_{221} - H_{121}H_{211};$$

$$|H_e| = H_{112}H_{222} - H_{122}H_{212};$$

$$|H_j| = H_{113}H_{223} - H_{123}H_{213}.$$

Переход от параметров в одной схеме включения к таким же параметрам в другой схеме может быть осуществлён при помощи формул, приведённых в табл. 23.3. Эти формулы получены, исходя из того, что для трёхполюсного устройства, каковым является полупроводниковый триод, три тока I_1 , I_2 , I_3 и три напряжения U_1 , U_2 , U_3 (рис. 23.25) связаны между собой

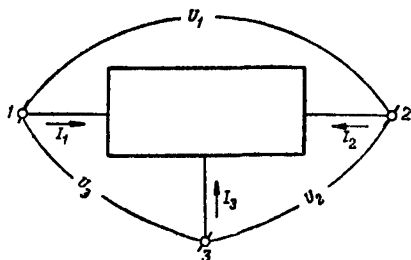


Рис. 23.25

следующими уравнениями: $I_1 + I_2 + I_3 = 0$; $U_1 + U_2 + U_3 = 0$, и, следовательно, по заданным двум токам и двум напряжениям всегда можно найти третий ток и третье напряжение.

Определение параметров по характеристикам

Параметры полупроводниковых триодов могут быть определены по статическим характеристикам методами, подобными тем, которые применяются для определения параметров электронных ламп. Для этой цели лучше всего брать характеристики, снятые для той же схемы включения триода и для той же системы переменных. В противном случае параметры непосредственно не определяются и необходимо делать перерасчёт.

Следует отметить, что значения параметров полупроводникового триода, определённые из статических характеристик, мо-

гут быть использованы для расчётов только в диапазоне низких частот, где параметры триода являются чисто активными и не зависят от частоты:

$$Z_{11} = R_{11}, \quad Z_{12} = R_{12}, \quad Z_{21} = R_{21}, \quad Z_{22} = R_{22};$$

$$Y_{11} = g_{11}, \quad Y_{12} = g_{12}, \quad Y_{21} = g_{21}, \quad Y_{22} = g_{22};$$

$$H_{11} = h_{11}, \quad H_{12} = h_{12}, \quad H_{21} = h_{21}, \quad H_{22} = h_{22}.$$

Рассмотрим для примера методику определения h -параметров плоскостного триода, включённого по схеме с общей базой. Для определения всех параметров необходимо иметь два семейства характеристик, например входное и выходное. По выходному семейству могут быть определены параметры h_{22} и h_{21} (рис. 23.26а):

$$h_{22} = \left. \frac{\Delta I_K''}{\Delta U_K} \right|_{\Delta I_g = 0}; \quad h_{21} = - \left. \frac{\Delta I_K'}{\Delta I_g} \right|_{\Delta U_K = 0};$$

по входному семейству — параметры h_{11} и h_{12} (рис. 23.26б):

$$h_{11} = \left. \frac{\Delta U_g}{\Delta I_g} \right|_{\Delta U_K = 0}; \quad h_{12} = \left. \frac{\Delta U_g}{\Delta U_K} \right|_{\Delta I_g = 0}.$$

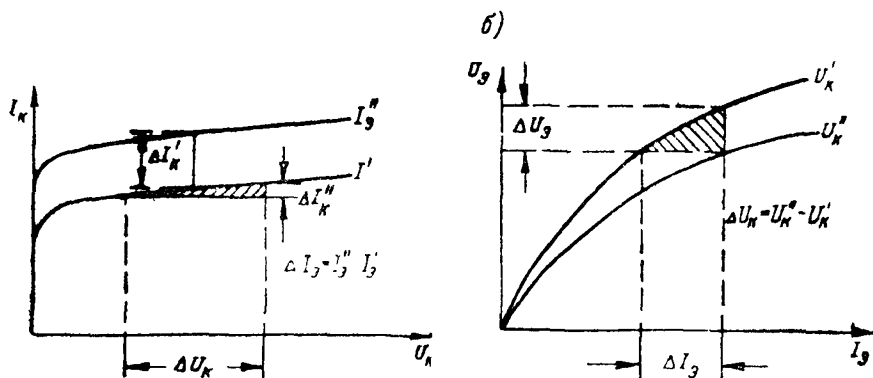


Рис. 23.26

Определив эти параметры и пользуясь далее формулами перехода (табл. 23.2 и 23.3), легко найти другие параметры триода.

В табл. 23.4 указаны примерные значения параметров полупроводниковых триодов в диапазоне низких частот.

Таблица 23.4

Параметры	Плоскостной триод				Точечный триод			
	ОБ	ОЭ	ОК		ОБ	ОЭ	ОК	
$R_{11}, \text{ом}$	277	277	$500 \cdot 10^3$		750	750	$7 \cdot 10^3$	
$R_{12}, \text{ом}$	250	27,5	$25 \cdot 10^3$		200	550	$-3 \cdot 10^3$	
$R_{21}, \text{ом}$	$475 \cdot 10^3$	$-475 \cdot 10^3$	$500 \cdot 10^3$		$10 \cdot 10^3$	$-9,25 \cdot 10^3$	$6,8 \cdot 10^3$	
$R_{22}, \text{ом}$	$500 \cdot 10^3$	$25 \cdot 10^3$	$25 \cdot 10^3$		$7 \cdot 10^3$	$-2,45 \cdot 10^3$	$-2,45 \cdot 10^3$	
$h_{11}, \text{ом}$	40	800	800		472	$-1,35 \cdot 10^3$	$-1,35 \cdot 10^3$	
h_{12}	$5 \cdot 10^{-4}$	$11 \cdot 10^{-4}$	0,999		0,0286	-0,224	1,22	
h_{21}	-0,95	19	-20		-1,43	3,78	2,78	
$h_{22}, \text{мкка/в}$	2	40	40		143	2410	-410	
$g_{11}, \text{ма/в}$	25	1,25	1,25		2,12	-0,817	-0,817	
$g_{12}, \text{ма/в}$	-0,0125	0,00138	-1,25		-0,068	-0,151	0,91	
$g_{21}, \text{ма/в}$	-23,8	23,7	-25		-3	2,8	-0,00206	
$g_{22}, \text{ма/в}$	0,0139	0,0139	25		0,228	0,228	2,12	
μ	± 17100	-17099	1		13,3	-12,3	0,97	

Зависимость параметров триода от режима и температуры

При практическом использовании данных о параметрах того или иного триода следует иметь в виду, что величина параметров триода зависит от того, в какой точке характеристики они определяются. На рис.

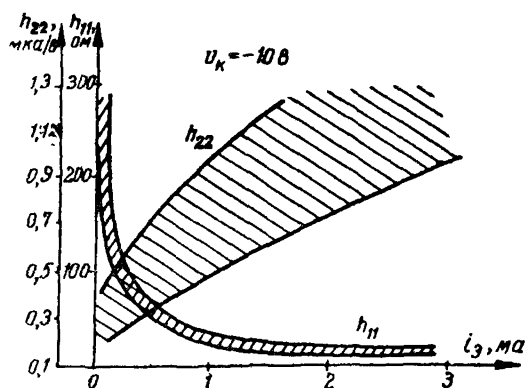


Рис. 23.27

рис. 23.27 и 23.28 показана зависимость параметров триода типа П6 от тока эмиттера, а на рис. 23.29 и 23.30 — от напряжения коллектора. Ввиду того что на практике наблюдается большой разброс параметров триодов, на рисунках штриховкой показаны области, внутри которых лежат значения

параметров при различных режимах работы. Из характеристик видно, что из всех параметров триода наибольшее изменение испытывают параметры h_{11} и h_{22} при изменении тока эмиттера.

Параметры полупроводниковых триодов сильно зависят от температуры, причём практически приходится учитывать не только изменение окружающей температуры, но также и нагрев переходов при прохождении тока через триод. На рис. 23.31 и 23.32 показаны зависимости параметров германиевого триода П6 от температуры для схемы с общей базой при $I_3 = 1$ мА и $U_k = -5$ В (изменение напряжения на коллекторе до -10 В не сказывается на характере зависимости).

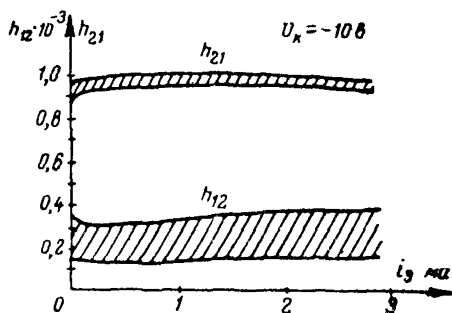


Рис. 23.28

Как видно из графиков, величина h_{21} практически не зависит от температуры до $100 \div 120^\circ\text{C}$, а величина входного сопротивления h_{11} несколько возрастает. Сильная зависимость от температуры наблюдается у параметров h_{12} и h_{22} .

Величина температуры, начиная с которой наблюдается рез-

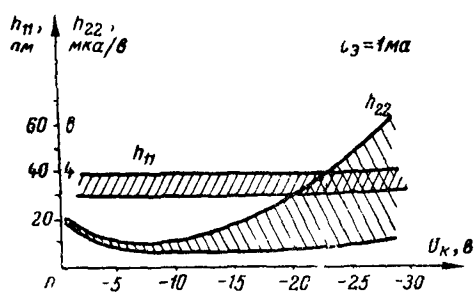


Рис 23.29

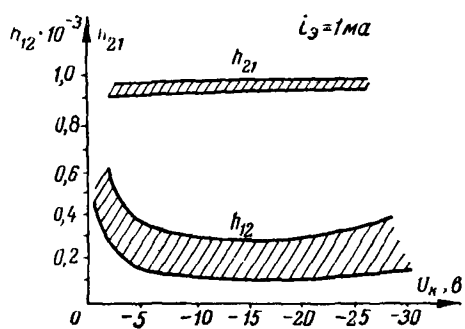


Рис 23.30

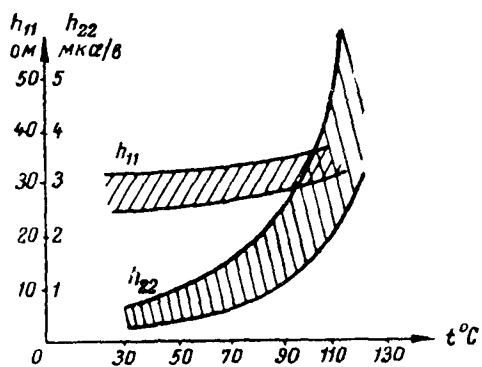


Рис 23.31

кое увеличение коэффициента обратной связи по напряжению h_{12} и выходной проводимости h_{22} , определяется соотношением между собственной и примесной проводимостями материала, из

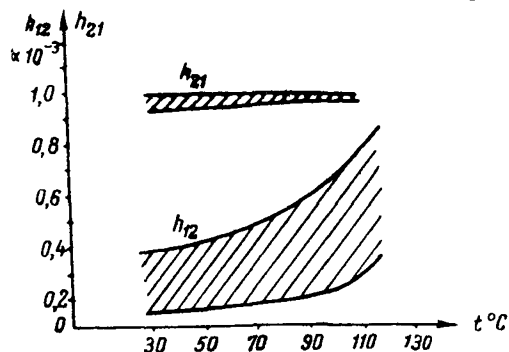


Рис. 23.32

которого изготовлен триод, т. е. теми же факторами, что и в диодах (см. § 22.4). При использовании для изготовления триодов германия с низким удельным сопротивлением (менее $1,5 \div 2 \text{ ом.см}$) удаётся обеспечить работоспособность приборов до температуры порядка $+100^\circ\text{C}$. Кремниевые триоды вследствие

бóльшей ширины запрещённой зоны ΔW и соответственно малой собственной проводимости кремния удаётся изготавливать на предельные температуры до $150^\circ \div 170^\circ\text{C}$ и более.

§ 23.5. Динамический режим полупроводниковых триодов

Общие сведения

При работе триода в схеме в его выходную цепь обычно включается сопротивление нагрузки Z_n , а во входной цепи действует некоторый генератор сигнала E_c с внутренним сопротивлением Z_c (рис. 23.33). В этом случае во время работы изменяются все токи и напряжения триода и такой режим принято называть динамическим.

Связь между токами и напряжениями при этом определяется уже не двумя уравнениями, как в статическом режиме, а четырьмя. К двум уравнениям, описывающим поведение триода в статическом режиме,

$$U_s = f_1(I_s)_{U_k = \text{const}}, \quad (23.23)$$

$$I_k = f_2(U_k)_{I_s = \text{const}}$$

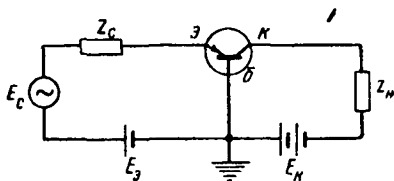


Рис. 23.33

следует добавить ещё два:

$$U_s = E_s + E_c - Z_c I_s, \quad U_k = E_k - I_k Z_n. \quad (23.24)$$

Характеристики и параметры триода, работающего в динамическом режиме, называют динамическими. Они могут сущест-

венно отличаться от соответствующих характеристик и параметров статического режима, так как определяются не только свойствами триода, но и характером схемы, в которую этот триод включён. Строго говоря, в этом случае мы имеем дело уже с характеристиками и параметрами не триода, а схемы.

Рассмотрим основные динамические параметры и характеристики триода как усилителя и свяжем их с соответствующими статическими параметрами и характеристиками.

Динамические параметры полупроводникового триода

Динамическими параметрами полупроводникового триода называются величины, связывающие малые изменения токов и напряжений триода в динамическом режиме.

Динамические параметры могут быть введены в любой системе и так же, как и статические, зависят от способа включения триода. Практически удобно пользоваться следующими динамическими параметрами:

1. Входное сопротивление триода в динамическом режиме

$$Z_{вх} = \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_1}. \quad (23.25)$$

т. е. сопротивление, которое представляет входная цепь триода для входного тока \dot{I}_1 при наличии нагрузки в выходной цепи.

2. Динамический коэффициент усиления по току

$$K_I = \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1}. \quad (23.26)$$

3. Динамический коэффициент усиления по напряжению

$$K_U = \frac{\dot{U}_2}{\dot{U}_1}. \quad (23.27)$$

4. Коэффициент усиления по мощности

$$K_P = \frac{P_{вых}}{P_{вх}} \quad (23.28)$$

Рассматривая триод в динамическом режиме как четырёхполюсник, к которому со стороны выхода подключена нагрузка Z_n , легко получить формулы, дающие связь динамических параметров со статическими. Для схемы, изображённой на рис. 23.34, можно написать следующие уравнения:

$$\dot{U}_1 = H_{11}\dot{I}_1 + H_{12}\dot{U}_2, \quad (23.29)$$

$$\dot{I}_2 = H_{21}\dot{I}_1 + H_{22}\dot{U}_2, \quad (23.30)$$

$$\dot{U}_2 = -\dot{I}_2 Z_n. \quad (23.31)$$

Из ур-ний (23.30) и (23.31) получаем выражение для коэффициента усиления по току

$$K_I = \frac{I_2}{I_1} = \frac{H_{21}}{1 + H_{22}Z_n}. \quad (23.32)$$

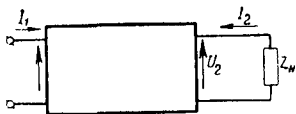


Рис. 23.34

Формула (23.32) аналогична формуле, применяемой в теории электронных ламп: $S_o = \frac{S}{1 + \frac{R}{R_i}}$. Дина-

мический коэффициент усиления по току изменяется от нуля при $Z_n = \infty$ до своего максимального значения, равного h_{21} при $Z_n \rightarrow 0$.

Решая совместно ур-ния (23.30) и (23.31), получим

$$I_1 = - \frac{H_{22} + \frac{1}{Z_n}}{H_{21}} U_2. \quad (23.33)$$

Подставив (23.33) в ур-ние (23.29), получим выражение для коэффициента усиления по напряжению

$$K_U = \frac{U_2}{U_1} = - \frac{H_{21}}{1 - (H_{11}H_{22} - H_{12}H_{21}) \frac{Z_n}{H_{11}}} \frac{Z_n}{H_{11}}. \quad (23.34)$$

Динамический коэффициент усиления по напряжению изменяется от нуля при $Z_n = 0$ до своего максимального значения при $Z_n \rightarrow \infty$, равного

$$K_{U \text{ макс}} = \frac{H_{21}}{H_{11}H_{22} - H_{12}H_{21}}. \quad (23.35)$$

Как следует из табл. 23.2, величина $K_{U \text{ макс}}$, определяемая выражением (23.35), есть не что иное как статический коэффициент усиления триода.

Коэффициент усиления по мощности нетрудно выразить через значения коэффициентов усиления по напряжению и току

$$K_o = \frac{U_2 I_2}{U_1 I_1} = K_U K_I. \quad (23.36)$$

Динамические характеристики полупроводникового триода

Работа полупроводникового триода в схеме может быть проанализирована также с помощью характеристик. Однако следует помнить, что расчёт по характеристикам применим, строго говоря, лишь в той области частот, где параметры прибора ещё не являются комплексными и не зависят от частоты. Поэтому,

если для электронных ламп расчёт по характеристикам применим в широком диапазоне частот, вплоть до свч, то для полупроводниковых триодов этот диапазон ограничивается значительно более низкими частотами (для некоторых плоскостных триодов сотни—тысячи герц).

Так же как в статическом режиме, работа триода в динамическом режиме может быть описана с помощью входных характеристик, выходных характеристик и характеристик передачи и обратной связи.

Для получения выходной динамической характеристики следует на семейство выходных статических характеристик нанести нагрузочную характеристику. Геометрическое место точек пересечения нагрузочной характеристики с соответствующими статическими характеристиками даёт нам динамическую выходную характеристику.

Рассмотрим этот вопрос на примере плоскостного триода, включённого в схему с общей базой при активной нагрузке (рис. 23.35).

Уравнение нагрузочной характеристики

$$U_{\kappa} = E_{\kappa} - I_{\kappa} R_{\kappa}. \quad (23.37)$$

Точки пересечения нагрузочной характеристики с осями координат находим, приравнявая поочерёдно $U_{\kappa} = 0$ и $I_{\kappa} = 0$.

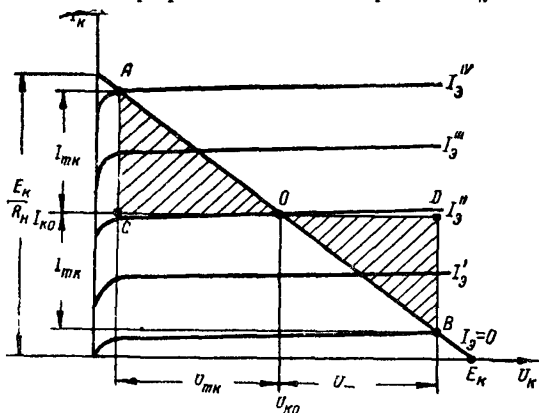


Рис. 23.36

При $U_{\kappa} = 0$, $I_{\kappa} = \frac{E_{\kappa}}{R_{\kappa}}$, при $I_{\kappa} = 0$, $U_{\kappa} = E_{\kappa}$. На рис. 23.36 сделано построение нагрузочной характеристики на семействе статических выходных характеристик.

Если необходимо, чтобы усиление происходило без искажений, то рабочая точка не должна выходить за пределы участка динамической характеристики AB , где изменения тока коллектора прямо пропорциональны изменению тока эмиттера¹⁾. Исходную рабочую точку следует выбрать посередине участка AB — в точке O . Для этого во входной цепи триода следует задать исходный постоянный ток от батареи I_s^{II} , а амплитуда переменной составляющей тока эмиттера $I_{mэ}$ не должна превосходить величину $I_s^{IV} - I_s^{II}$ или I_s^{II} .

В исходной рабочей точке напряжение на коллекторе триода $U_k = U_{k0}$, а ток коллектора $I_k = I_{k0}$. Амплитуда переменного напряжения на коллекторе равна U_{mk} , а амплитуда переменного тока коллектора — I_{mk} (рис. 23.36).

Мощность, отдаваемая триодом в нагрузку при синусоидальной форме сигнала

$$P = \frac{1}{2} I_{mk} U_{mk} = \text{пл. } \triangle AOC = \text{пл. } \triangle BOD.$$

Мощность, рассеиваемая на коллекторе,

$$P_k = I_{k0} U_{k0}.$$

Динамический коэффициент усиления по току

$$K_I = \frac{I_{mk}}{I_{mэ}} = \frac{I_{mk}}{I_s^{IV} - I_s^{II}}.$$

Для определения амплитуды переменного напряжения на входе $U_{mэ}$, входного сопротивления триода $R_{вх}$, мощности, затрачиваемой на входе, и коэффициентов усиления по напряжению и по мощности необходимо иметь ещё одно семейство характеристик, в котором фигурировали бы обе входные величины: $I_{mэ}$ и $U_{mэ}$. Таким образом, в отличие от того, что мы имеем для электронных ламп, работающих при отрицательных напряжениях на сетке, в данном случае для расчёта динамического режима нужно иметь не одно, а два семейства характеристик.

Рассмотрим входную динамическую характеристику триода, по которой сможем определить недостающие данные динамического режима.

Входная динамическая характеристика триода связывает входное напряжение триода U_s с входным током триода I_s в динамическом режиме. Эту характеристику получают путём перенесения на семейство входных статических характеристик точек (I_s, U_k) с выходной динамической характеристики. Соединяя

¹⁾ Как будет видно из дальнейшего, это условие является необходимым, но недостаточным. В полупроводниковых триодах существенные искажения могут возникнуть также из-за нелинейности входной характеристики.

плавной кривой эти точки, получим динамическую входную характеристику. На рис. 23.37 показано построение динамической входной характеристики для плоскостного триода, включённого в схему с общей базой, и на ней указана недостающая для полного расчёта динамического режима величина $U_{m\beta}$. Зная эту величину, можно определить входную мощность при синусоидальной форме сигнала $P_{\beta x} = \frac{1}{2} I_{m\beta} U_{m\beta}$, коэффициент усиления по напряжению $K_U = \frac{U_{m\kappa}}{U_{m\beta}}$, коэффициент усиления по мощности $K_P = \frac{P_{\beta \kappa}}{P_{\beta x}}$ и входное сопротивление триода $R_{\beta x} = \frac{U_{m\beta}}{I_{m\beta}}$.

Как видно из рис. 23.37, входная динамическая характеристика триода нелинейна. Нелинейность входной характеристики может явиться дополнительной причиной искажений при усилении, даже если режим по выходным характеристикам выбран удовлетворительно. Это явление характерно для полупроводниковых триодов и отличает их от электронных ламп, работающих при отрицательном сеточном напряжении, когда искажения вносятся только анодной цепью лампы. Для уменьшения искажений в рассматриваемом случае необходимо уменьшать амплитуду переменного тока на входе ($I_{m\beta}$). Можно также использовать то обстоятельство, что связь между током эмиттера и током коллектора достаточно линейна, и питать входную цепь триода от генератора через высокоомное сопротивление, задавая тем самым на входе не напряжение, а ток. При этом, разумеется, коэффициент усиления по мощности, определённый по отношению к мощности, расходуемой генератором сигнала, будет тем меньше, чем больше ограничительное сопротивление.

Следует заметить, что у плоскостных триодов входные статические характеристики часто идут узким веером, что свидетельствует о слабой обратной связи. В этом случае точное построение динамической характеристики затруднительно и её можно считать приближённо совпадающей со статическими.

Рассмотрим кратко динамические характеристики передач и обратной связи.

Динамическая характеристика передачи показана на рис. 23.38. Способ её построения особых пояснений не требует; укажем только, что при этом используется уравнение нагрузоч-

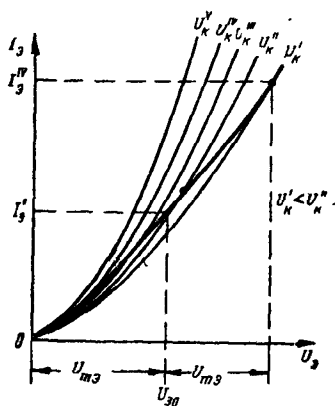


Рис. 23.37

ной характеристики (23.37). У плоскостных триодов статические характеристики часто идут узким веером. В этом случае динамическую характеристику можно считать совпадающей со статическими.

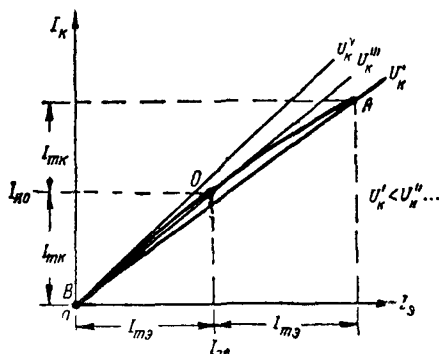


Рис. 23.38

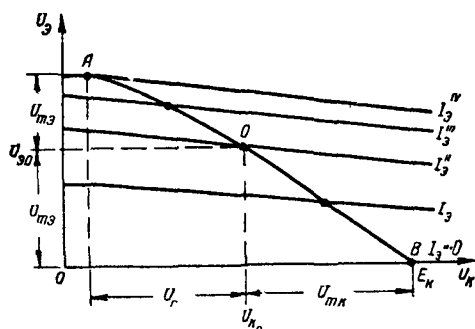


Рис. 23.39

Динамическая характеристика обратной связи показана на рис. 23.39. Она строится с помощью динамической выходной характеристики таким же методом, как и для входной. Следует, однако, отметить, что практические построения и расчёты на этой характеристике производить удобнее, чем на входной, и поэтому её можно рекомендовать как вторую основную характеристику для расчётов динамического режима.

Предельная мощность полупроводниковых триодов

Полезная мощность на выходе триода равна

$$P = \frac{1}{2} I_{\kappa 1} U_{\kappa 1},$$

где $I_{\kappa 1}$ — амплитуда первой гармоники выходного тока.

$U_{\kappa 1}$ — амплитуда первой гармоники выходного напряжения.

Амплитуда первой гармоники выходного тока пропорциональна величине максимального импульса тока $I_{\kappa 1} = a_1 I_{\kappa \text{ макс}}$, а амплитуда первой гармоники выходного напряжения — напряжению питания $U_{\kappa 1} = \xi E_K$, где a_1 и ξ — коэффициенты пропорциональности.

Таким образом,

$$P = \frac{1}{2} a_1 \xi I_{\kappa \text{ макс}} E_K. \quad (23.38)$$

Отсюда видно, что максимальная величина полезной мощности $P_{\text{макс}}$, которую можно получить на выходе триода, ограничивается максимально допустимым напряжением коллектора $U_{\kappa \text{ макс}}$ и максимально допустимым током коллектора $I_{\kappa \text{ макс}}$.

Кроме того, максимальная величина полезной мощности $P_{\text{макс}}$ ограничивается максимально допустимой мощностью рассеяния в триоде $P_{\text{к макс}}$. Так как полезная мощность P и мощность, рассеиваемая в триоде, $P_{\text{к}}$ связаны друг с другом через коэффициент полезного действия, а именно $P = \frac{\eta}{1-\eta} P_{\text{к}}$, то оче-

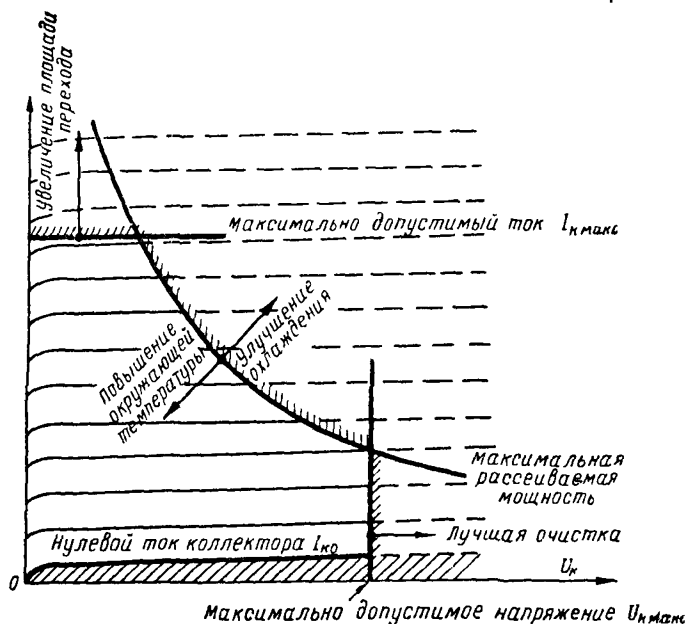


Рис. 23.40

видно, что максимальная полезная мощность не может превосходить значение

$$P_{\text{макс}} = \frac{\eta}{1-\eta} P_{\text{к макс}} \quad (23.39)$$

На рис. 23.40, на семействе выходных характеристик триода указаны границы области, в которой может быть использован триод для получения максимальной выходной мощности. Граница области, определяемая максимально допустимой мощностью рассеяния, изображается гиперболой $I_{\text{к макс}} = \frac{P_{\text{к макс}}}{U_{\text{к}}}$, а границы по току и по напряжению соответственно горизонтальной и вертикальной прямыми $I_{\text{к макс}} = \text{const}$ и $U_{\text{к макс}} = \text{const}$. Снизу область ограничена характеристикой нулевого коллекторного тока $I_{\text{к0}}$.

Максимальное напряжение коллектора $U_{\text{к макс}}$ ограничивается величиной предельного напряжения на коллекторном переходе, при котором происходит пробой перехода.

В полупроводниковых триодах, так же как и в рассмотренных в предыдущей главе полупроводниковых диодах, пробивное напряжение зависит от температуры окружающей среды, величины обратного тока $I_{к0}$ и условий отвода тепла. Улучшая теплоотдачу и уменьшая величину $I_{к0}$ (путём лучшей очистки германия), возможно увеличить напряжение пробоя. В отличие от диодов в триодах величина напряжения, приложенного к коллектору, может ограничиваться ещё одним фактором — явлением расширения коллекторного перехода при увеличении коллекторного напряжения. При определённом напряжении, называемом напряжением смыкания, коллекторный переход соединяется с эмиттерным и триод перестаёт усиливать. Это явление имеет особенное значение для сплавных триодов, у которых, вследствие низкой концентрации примесей в базе и большой их концентрации в коллекторе расширение коллекторного перехода идёт главным образом в сторону эмиттера. С другой стороны, увеличение толщины базы является нежелательным, так как при этом уменьшается коэффициент усиления тока α и снижается предельная частота триода (см. § 23.6). В триодах, полученных методом вытягивания, концентрация примесей в коллекторном переходе лучше поддаётся регулированию при изготовлении. В связи с этим такие триоды можно изготовить на более высокие напряжения при достаточно высоких частотах. Обычно у триодов, имеющих большую толщину базы, величина максимального коллекторного напряжения ограничивается пробивным напряжением, а у триодов с тонкой базой — напряжением смыкания. Практически величина максимального напряжения коллектора доходит до $50 \div 100$ в.

Величина максимально допустимого тока в триоде не имеет определённой, резкой границы. При увеличении плотности тока, идущего сквозь базу, возрастает рекомбинация носителей в базе, в результате чего падает коэффициент усиления по току α и, как следствие, уменьшается коэффициент усиления по мощности. При этом возрастают также искажения. Теория показывает, что число рекомбинирующих носителей пропорционально величине $\frac{\sigma_b}{\sigma_s} \cdot \frac{\omega}{D}$, где σ_b — проводимость базы, σ_s — проводимость эмиттера, ω — ширина базы, D — коэффициент диффузии неосновных носителей в базе. Следовательно, повышая проводимость эмиттера σ_s , можно уменьшить рекомбинацию. Для этой цели на практике при изготовлении эмиттерного перехода берут не чистый индий, а сплав индия с галлием, имеющий большую проводимость. При этом удаётся увеличить значение максимального допустимого тока в несколько раз. Увеличение максимального допустимого тока может быть обеспечено также путём увеличения размеров эмиттера и соответственно коллектора. Однако при значительном увеличении этих размеров появ-

ляется радиальное поле в базе, вызывающее уменьшение коэффициента α . Для уменьшения влияния радиального поля в некоторых мощных триодах эмиттер изготавливают в виде кольца, а питание к базе подводят не только по периферии, но и дополнительно с центра, как показано на рис. 23.41.

Максимальная мощность, рассеиваемая триодом, в основном определяется предельной рабочей температурой коллекторного перехода. Так как сопротивление эмиттерного перехода мало, а сопротивление коллекторного перехода велико, то при прохождении тока через триод основные джоулевы потери имеют место в коллекторном переходе. Максимальная температура запорного слоя для германия лежит в пределах $70 \div 100^\circ\text{C}$. По мере приближения к этой температуре триод изменяет свои параметры в возрастающей степени; особенно сильно падает усиление. При обратном снижении температуры свойства триода восстанавливаются, однако, не всегда.

Для снижения температуры перехода при заданной подводимой мощности необходимо предусмотреть отвод тепла от перехода. Ввиду того что рабочая температура перехода невысока, отвод тепла за счёт излучения оказывается весьма незначительным и основную роль в данном случае играет отвод тепла за счёт теплопроводности. Это важная особенность полупроводниковых приборов, отличающая их от электронных ламп, у которых рабочие температуры электродов высоки (доходят до тысячи градусов и более) и отвод тепла за счёт излучения играет важнейшую роль.

Для расчёта условий теплоотвода используют эквивалентную схему, показанную на рис. 23.42 и основанную на уравнении теплопроводности. Триод изображается в виде активного двухполюсника, содержащего источник тепла P_{κ} , образующегося за счёт мощности, рассеиваемой на коллекторном переходе, при температуре перехода T_{κ} . От перехода тепло течёт через внутреннее термическое сопротивление $R_{\text{лт}}$ к оболочке триода с температурой T_0 . От оболочки, имеющей вследствие малой поверхности и низкой температуры ограниченную радиационную теплоотдачу, тепло идёт на поверхность охлаждения шасси. Последняя передаёт тепло через термическое сопротивление R_T в окружающее пространство, имеющее температуру T .

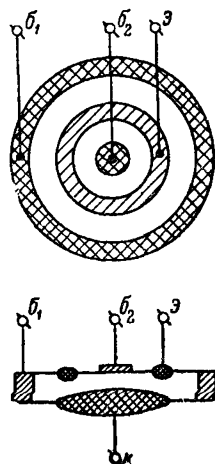


Рис. 23.41

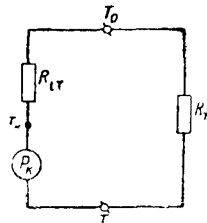


Рис. 23.42

Проводя расчёт данной схемы по правилам, аналогичным электротехническим, получим величину разности температур

$$T_{\kappa} - T = P_{\kappa} (R_{iT} + R_T). \quad (23.40)$$

Величина термического сопротивления R_T определяется следующей формулой:

$$R_T = \frac{1}{\alpha S}, \quad (23.41)$$

где α — коэффициент теплоотдачи, лежащий для обычных материалов, применяемых для шасси, в пределах

$$1 \div 2 \frac{\text{вт}}{\text{см}^2 \text{ град}};$$

S — поверхность охлаждения шасси.

Отсюда получаем, что требуемая поверхность охлаждения

$$S = \frac{P_{\kappa}}{\alpha (T_{\kappa} - T - R_{iT} P_{\kappa})}. \quad (23.42)$$

Например, для триода, имеющего $P_{\kappa} = 250 \text{ вт}$, $T_{\kappa} = 70^{\circ}\text{C}$, при окружающей температуре $T = 20^{\circ}\text{C}$, внутреннем термическом сопротивлении $R_{iT} = 0,1 \frac{\text{град}}{\text{вт}}$ и $\alpha = 1,5 \frac{\text{вт}}{\text{см}^2 \text{ град}}$

$$S = \frac{250}{1,5 (50 - 0,1 \cdot 250)} = 6,7 \text{ см}^2.$$

Полученная цифра показывает, что для полупроводниковых триодов требуется большая поверхность охлаждения. В некоторых конструкциях триодов для охлаждения предусмотрены специальные радиаторы. Однако такой способ охлаждения в данном случае мало эффективен и поэтому новейшие образцы мощных триодов рассчитаны на использование для этой цели шасси радиоаппаратуры. Но это возможно лишь при условии, что обеспечен хороший тепловой контакт между корпусом триода и шасси.

Для получения возможно большей мощности рассеяния необходимо:

- 1) повысить предельную температуру перехода T_{κ} ,
- 2) уменьшить внутреннее термическое сопротивление.

Для германия, как указывалось, температура перехода не может превосходить $70 \div 100^{\circ}\text{C}$. При использовании кремния температура перехода может быть повышена до $150 \div 170^{\circ}\text{C}$. В этом случае поверхность охлаждения при заданной мощности источника тепла может быть уменьшена в несколько раз.

Понижение внутреннего термического сопротивления перехода встречает большие трудности. В маломощных триодах непосредственно с корпусом соединена база и поэтому отвод тепла от коллекторного перехода осуществляется через тонкую германиевую пластину базы. При этом термическое сопротив-

ление между переходом и корпусом триода R_{iT} получается довольно большим. Например, для триодов П13 величина $R_{iT} = 2000 \div 3000 \frac{\text{град}}{\text{вт}}$. В этом случае, как нетрудно подсчитать по ф-ле (25.40), при температуре перехода $T_k = 100^\circ\text{C}$ и температуре корпуса триода $T_0 = 50^\circ\text{C}$ величина отводимой мощности

$$P_k = \frac{T_k - T_0}{R_{iT}} = \frac{100 - 50}{0,3} \approx 165 \text{ мвт.}$$

Практически триоды такой конструкции имеют предельную мощность рассеяния не более $150 \div 250 \text{ мвт}$.

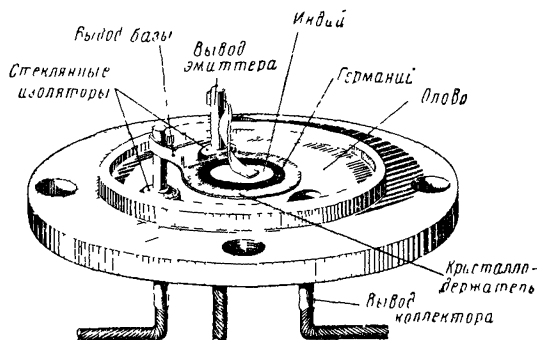


Рис. 23.43

Для получения большей рассеиваемой мощности прибегают к другой конструкции триодов, при которой осуществляется непосредственный тепловой контакт коллектора с корпусом прибора, для чего индиевый переход коллектора припаивается непосредственно к массивному диску корпуса прибора (рис. 23.43). При этом термическое сопротивление между переходом и корпусом значительно снижается (до $0,5 \div 1 \frac{\text{град}}{\text{вт}}$), что позволяет рассеивать на коллекторе мощность, достигающую до $100 \div 150 \text{ вт}$.

Обычно коллектор триода должен иметь относительно шасси некоторый потенциал. Поэтому при практическом использовании триодов, у которых коллектор соединён с корпусом прибора, необходимо предусмотреть электрическую изоляцию корпуса прибора относительно шасси, причём термическое сопротивление изоляции должно быть небольшим. Обычно для этой цели используют прокладку из тонкой слюды.

В табл. 23.5 приведены данные некоторых полупроводниковых триодов, выпускаемых отечественной промышленностью для диапазона низких и высоких частот (до $1,5 \div 2 \text{ Мгц}$). Все трио-

Таблица 235

Название	Материал, конструкция	Тип	U_{θ}	$I_{\kappa ма}$	$P_{\kappa вт}$	$\alpha(\beta)$	f_a МГц	$T_{\kappa пред}$ °C	R_t град/вт	$I_{\kappaо}$ мкА
П8÷11	Германиевый сплавной	n-p-n	20	50	0,15	0,9	0,1÷1,6	85	0,2÷0,3	15
П13÷15	То же	p-n-p	15	10	0,15	0,92	0,465÷1,6	85	0,2÷0,3	15
П101-103	Кремниевый сплавной	n-p-n	20	20	0,15	0,9	0,2÷1	120		
П104-106	То же	n-p-n	100	20	0,15	0,9	0,1÷0,46	120		
П201-203	Германиевый сплавной	p-n-p	45	1 500	10	(20)	0,1—0,2	85	3	400
П4А-Д	То же	p-n-p	60	5 000	30	(20)		85	2	500
П209-210А	„	p n p	65	12 000	60	(20)		85	1	
П207-208	„	p-n-p	65	25 000	100	(20)		85	0,6	
П302 304	Кремниевый сплавной	n-p-n	80	400	10	(8)		150		10

ды имеют герметизированный металлический корпус, обеспечивающий высокую климатическую устойчивость приборов. Механическая конструкция триодов обеспечивает неизменность параметров при длительной вибрации и устойчивостью к воздействию постоянных и ударных ускорений. Предельная температура коллекторного перехода германиевых триодов $+85^{\circ}\text{C}$, кремниевых до $+150^{\circ}\text{C}$.

§ 23.6. Частотные свойства полупроводниковых триодов

Усилительные свойства полупроводниковых триодов с ростом частоты ухудшаются, что проявляется прежде всего в уменьшении усиления и появлении фазовых искажений. Параметры полупроводниковых триодов в диапазоне высоких частот становятся комплексными величинами, зависящими от частоты. В полупроводниковых триодах ухудшение усилительных свойств наступает на значительно более низких частотах, чем в электронных лампах; в отдельных типах плоскостных триодов этот эффект появляется уже на частотах порядка десятков килогерц.

Частотная зависимость свойств полупроводниковых триодов обусловлена главным образом влиянием времени пролёта носителей от эмиттера к коллектору и влиянием ёмкостей переходов и распределённого сопротивления базы.

С ростом частоты, в первую очередь, наблюдается уменьшение величины коэффициента усиления по току α и появление сдвига по фазе между токами коллектора и эмиттера. Теоретическое выражение зависимости коэффициента усиления по току α от частоты для плоскостных триодов может быть получено путём решения одномерного уравнения диффузии, которое имеет следующий вид:

$$\frac{dp}{dt} = - \frac{p - p_0}{\tau} + D_p \frac{d^2 p}{dx^2}. \quad (23.43)$$

Здесь p — текущее значение концентрации неосновных носителей в базе;

p_0 — концентрация неосновных носителей в базе в условиях теплового равновесия;

τ — время жизни неосновных носителей в базе;

D_p — коэффициент диффузии неосновных носителей в базе.

Физическая сущность уравнения (23.43) может быть истолкована следующим образом: изменение концентрации неосновных носителей за единицу времени определяется количеством неосновных носителей, исчезающих вследствие рекомбинации (1-й член уравнения) и количеством носителей, уходящих из рассматриваемого элементарного объёма в виде диффузионного тока (2-й член уравнения).

Из ур-ния (23.43) в режиме малых амплитуд может быть получено следующее выражение для коэффициента усиления по току:

$$\alpha = \operatorname{sch} \left[(1 - i\omega\tau)^{1/2} \frac{W}{L} \right], \quad (23.44)$$

где W — ширина базы;

L — длина диффузии неосновных носителей в базе, причём для хороших триодов $L \gg W$.

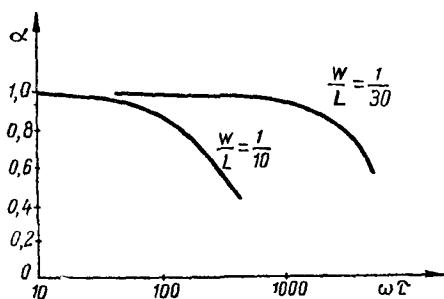


Рис. 23.44

Графически соотношение (23.44) представлено на рис. 23.44. С ростом частоты коэффициент усиления по току α падает. Физически уменьшение коэффициента усиления по току α объясняется тем, что при большом времени пролёта, сравнимом с периодом приложенного ко входу напряжения, распределение концентрации неосновных носителей

в базе уже не будет монотонно-убывающей функцией, а в некоторые моменты может иметь максимум где-то в середине базы. Из-за этого диффузионный ток неосновных носителей будет иметь место не только в направлении к коллектору, но и в обратном направлении — к эмиттеру. В результате увеличивается рекомбинация носителей в базе, уменьшается коллекторный ток a , следовательно и коэффициент α . Появление сдвига по фазе между токами коллектора и эмиттера также объясняется влиянием большого времени пролёта носителей в базе.

Для оценки частотных свойств полупроводниковых триодов вводится специальный параметр — предельная частота усиления по току. Предельной частотой усиления по току называют такую частоту, на которой величина коэффициента усиления по току α на 3 дБ (т. е. в $\sqrt{2}$ раза) меньше его значения α_0 на нулевой частоте. Из ур-ния (23.44) можно получить следующее выражение для предельной частоты

$$\omega_a \approx \frac{2}{\tau} \frac{L^2}{W^2} = \frac{2D}{W^2}. \quad (23.45)$$

Это хорошо подтверждаемое экспериментально выражение имеет значение для конструирования высокочастотных триодов. Из него вытекает ряд выводов, определяющих пути повышения предельной частоты полупроводникового триода.

Из (23.45) следует, что предельная частота обратно пропорциональна квадрату толщины базы W . Расчёт по ф-ле 662

(23.45) показывает, что для получения высоких значений предельной частоты f_a толщина базы W должна быть весьма малой. Так, например, для германия с электронной проводимостью, имеющего коэффициент диффузии $D_p = 49 \text{ см}^2/\text{сек}$, для получения предельной частоты f_a больше 100 Мгц необходимо иметь толщину базы менее 4 мк . При толщине базы 20 мк предельная частота имеет величину порядка $3 \div 4 \text{ Мгц}$. Заметим, что получение триодов с малой толщиной базы является очень трудной технологической задачей. Чем тоньше база, тем больше брак и разброс параметров. В некоторых типах триодов уменьшение толщины базы приводит к снижению механической прочности конструкции.

В табл. 23.6 показана наименьшая толщина базы, полученная различными методами изготовления переходов в лабораторных условиях и при серийном производстве.

Т а б л и ц а 23.6

Способ изготовления	Наименьшая достигнутая толщина базы, мк
1. Сплавление	10—20
2. Электролитическое травление	2,5÷5
3. Двойное покрытие ($p-n-i-p$)	2,5÷10
4. Расплавление с быстрым отвердеванием	2,5÷8
5. Диффузия из газообразной фазы. Двойная диффузия	1,5

Как видно из таблицы, способ сплавления, наиболее распространенный в серийном производстве, не может обеспечить толщину базы меньше 10 мк и, следовательно, предельную частоту выше 20 Мгц . Лучшие результаты дают поверхностно-барьерные триоды, при изготовлении которых используется способ электролитического травления (см. § 23.1). Триоды этого типа изготавливаются на предельные частоты до $70 \div 100 \text{ Мгц}$. Однако вследствие малых размеров электродов допустимая мощность, рассеиваемая на коллекторе, получается небольшой, порядка $5 \div 10 \text{ мвт}$.

Наиболее перспективным методом получения высокочастотных триодов является метод диффузии. Германиевые триоды, полученные этим методом, имеют предельную частоту, достигающую до $400 \div 600 \text{ Мгц}$ при мощности, рассеиваемой коллектором порядка $100 \div 150 \text{ мвт}$.

Из (23.45) следует, что предельная частота, помимо толщины базы, зависит также от величины коэффициента диффузии D , от подвижности носителей. Отсюда следует, что наиболее высокой предельной частотой при прочих равных условиях бу-

дуг обладать полупроводниковые триоды, изготовленные из материала, имеющего большую подвижность носителей. Так, например, для германия подвижность электронов $\mu_e = 3900 \frac{\text{см}^2}{\text{в сек}}$, подвижность дырок $\mu_p = 1900 \frac{\text{см}^2}{\text{в сек}}$, и соответственно коэффициент диффузии электронов $D_e = 100 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$, а коэффициент диффузии дырок $D_p = 49 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$. Поэтому триоды типа $n-p-n$ дол-

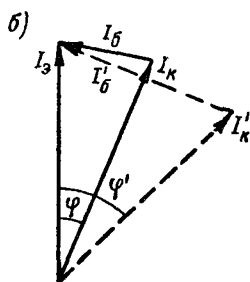
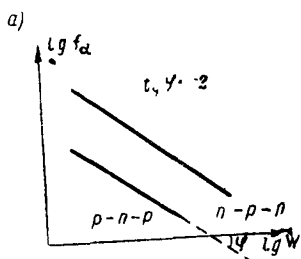


Рис. 23.45

жны иметь в два раза более высокую предельную частоту по сравнению с триодами типа $p-n-p$ при той же толщине базы. На рис 23.45а представлены результаты экспериментального исследования зависимости предельной частоты f_a от толщины базы W для сплавных германиевых триодов типа $p-n-p$ и $n-p-n$. Как видно из рисунка, эксперимент хорошо подтверждает выводы теории как в отношении обратной квадратичной зависимости предельной частоты от толщины базы, так и в отношении влияния подвижности носителей.

Заметим, что кремний имеет значительно меньшую величину подвижности носителей и меньшую величину коэффициента диффузии, чем германий. У кремния $D_e = 30 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$, $D_p = 13 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$. Поэто-

му кремний, будучи весьма перспективным материалом для получения высокотемпературных термически ста-

бильных триодов, оказывается менее пригодным, чем германий для изготовления высокочастотных триодов.

Предельная частота полупроводникового триода зависит от схемы включения триода. Выражение (23.45) справедливо лишь для схемы с общей базой. В схеме с общим эмиттером коэффициент усиления по току (табл. 23.3)

$$\beta = \frac{I_k}{I_b} = - \frac{\alpha}{1 - \alpha}$$

и предельная частота в этом случае получается равной

$$\omega_\beta = \frac{1}{\tau} \left(1 - \frac{1}{12} \frac{W^2}{L^2} \right) \approx \frac{1}{\tau}. \quad (23.46)$$

т. е. она обратно пропорциональна времени жизни неосновных носителей в базе.

Из (23.45) и (23.46) можно получить выражение, связывающее между собой предельные частоты ω_β и ω_α ,

$$\omega_\beta = \frac{W^2}{2L^2} \omega_\alpha. \quad (23.47)$$

Так как $\frac{W^2}{2L^2} \ll 1$, то предельная частота в схеме с общим эмиттером всегда значительно ниже, чем в схеме с общей базой.

Причина этого заключается в появлении сдвига фазы между токами коллектора и эмиттера на высоких частотах. В этом случае величина тока базы может быть определена из векторной диаграммы, показанной на рис. 23.45б.

Из этой диаграммы следует, что с ростом частоты, когда возрастает сдвиг фазы φ между токами коллектора и эмиттера, ток базы должен сильно возрастать, даже при относительно малом уменьшении модуля α . Именно это обстоятельство и является причиной того, что в схеме с общим эмиттером коэффициент усиления по току $\beta = \frac{I_K}{I_B}$ падает с ростом частоты значительно быстрее, чем в схеме с общей базой, и, следовательно, предельная частота f_β получается значительно меньше, чем f_α .

На частотные свойства полупроводниковых триодов, помимо времени пролёта носителей в базе, могут оказывать существенное влияние ёмкости эмиттерного и коллекторного переходов. Влияние ёмкостей на свойства триода становится заметным на частотах, при которых ёмкостные токи через переходы становятся сравнимыми с токами проводимости, т. е. ёмкостные сопротивления переходов становятся одного порядка с активными сопротивлениями:

$$\frac{1}{\omega C_g} \approx r_g, \quad \frac{1}{\omega C_k} \approx r_k.$$

Отсюда получаем значение граничных частот, начиная с которых следует учитывать влияние ёмкостей:

$$\omega_g = \frac{1}{r_g C_g}, \quad \omega_k = \frac{1}{r_k C_k}. \quad (23.48)$$

Вследствие того что сопротивление коллекторного перехода значительно больше, чем сопротивление эмиттерного перехода, обычно $\frac{1}{r_k C_k} \ll \frac{1}{r_g C_g}$, т. е. ёмкость коллекторного перехода начинает сказываться на более низких частотах, чем ёмкость эмиттерного перехода.

Ёмкость эмиттерного перехода, шунтируя его активное сопротивление, приводит к перераспределению входного сигнала с ростом частоты. Увеличивается доля сигнала, падающая на сопротивление базы, и уменьшается полезная доля сигнала на эмиттерном переходе, определяющая инжекцию носителей в базу. Отсюда следует, что для высоких частот желательно иметь низкое сопротивление базы r_0 .

Ёмкость коллекторного перехода понижает выходное сопротивление триода и уменьшает вследствие этого усиление.

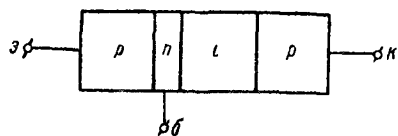


Рис. 23.46

В целях снижения влияния ёмкости на частотные свойства триода желательно уменьшение площади переходов. Однако при этом одновременно снижается и допустимая мощность. Эффективным способом уменьшения влияния ёмкости коллектора и повышения предельной частоты триода является введение между базой и коллектором дополнительного толстого ($25 \div 20$ мк) слоя i с собственной проводимостью (рис. 23.46). При этом ёмкость коллекторного перехода снижается до величины порядка 1 пф, что улучшает частотные свойства триода. В такой конструкции улучшение частотных свойств может быть достигнуто также за счёт применения более низкоомного материала базы, т. е. за счёт снижения сопротивления базы r_0 . Пробивное напряжение коллекторного перехода, а следовательно, и мощность триода при этом не снижаются, а даже повышаются за счёт наличия слоя i с высоким удельным сопротивлением. Большая толщина дополнительного слоя обеспечивает хорошую механическую прочность переходов.

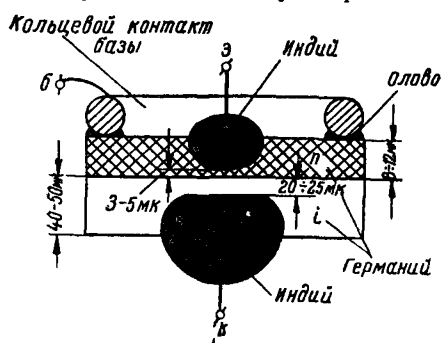


Рис. 23.47

На рис. 23.47 показано устройство полупроводникового триода типа $p-n-i-p$.

На пластинке германия типа i , имеющей толщину $40-50$ мк и удельное сопротивление $\rho \approx 40$ ом·см, создается поверхностный слой германия типа n толщиной $8 \div 12$ мк, имеющий удельное сопротивление $\rho = 0,5 \div 1$ ом·см. Затем с обеих сторон вплавляется индий, чем обеспечивается созда-

ние слоёв типа p . Для уменьшения сопротивления базы вывод её делается в виде кольца.

В триодах типа $p-n-i-p$ дырки, инжектированные в базу, перемещаются в слое с n -проводимостью путём диффузии, а в слое

с i -проводимостью дрейфуют в электрическом поле коллектора. В связи с этим триоды типа p - n - i - p носят название *дрейфовых триодов*. Дрейфовые триоды могут обеспечить предельные частоты примерно такого же порядка, как поверхностно-барьерные, но при большем уровне мощности.

Повышение предельной частоты достигнуто в приборах, получивших название полупроводниковых тетродов. В этих приборах к базе подключен ещё один дополнительный вывод — b_2 , на который подаётся напряжение того же знака, что и на эмиттер (рис. 23.48). В этом случае электроны, инжектируемые эмиттером, движутся в базе главным образом в области вы-

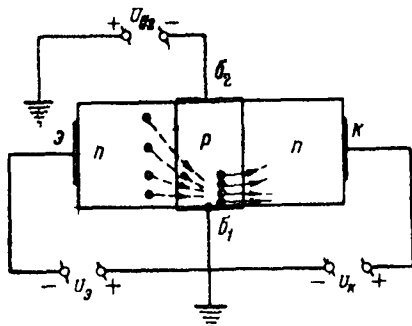


Рис 23 48

вода базы — b_1 . В результате снижаются эффективная площадь контакта и ёмкости переходов и уменьшается сопротивление базы, что и обуславливает повышение предельной частоты. В подобной конструкции можно получить предельную частоту до $50 \div 130$ Мгц, однако широкого применения эти приборы не получили в связи с появлением новых, более совершенных типов триодов, таких, как поверхностно-барьерные, диффузионные и др.

В заключение рассмотрим кратко частотные свойства точечных триодов. Они так же, как и у плоскостных триодов, определяются ёмкостями переходов и временем пролёта носителей в базе. Но так как ёмкости в точечных триодах имеют небольшую величину, то в данном случае определяющим является влияние времени пролёта в базе, ширина которой довольно велика.

Существенное влияние на частотные свойства точечных триодов оказывает различие во времени перехода отдельных носителей от эмиттера к коллектору, вызываемое тем, что траектории движения носителей в базе различны. Измерения показывают, что у точечных триодов предельная частота усиления по току $f_a \approx 10$ Мгц и, следовательно, такие типы плоскостных триодов, как поверхностно-барьерные, дрейфовые, диффузионные, значительно превосходят точечные триоды в этой области. В связи с этим в отношении частотных свойств точечные триоды не только не обладают преимуществом перед плоскостными триодами, но и значительно уступают им.

В табл. 23.7 приведены данные некоторых типов высокочастотных триодов, выпускаемых нашей промышленностью.

Таблица 23.7

Название	Материал, конструкция	Тип	$U_{кв}$	$I_{кма}$	$P_{кмвт}$	α (β)	$f_{α}$ МГц	$T_{кпред}$ °С	$I_{к0}$ мА
П12, 406—407	Германиевый сплавной	<i>p-n-p</i>	6	5	30	0,95	5—20	85	2
П19, 408—409	То же	<i>p-n-p</i>	6	5	30	0,95	5—20	85	2
П401-403	Германиевый диффузионный	<i>p-n-p</i>	10	5	10	0,96	30—120	80	10
П404-405	Германиевый поверхн. барьерный	<i>p-n-p</i>	4,5	5	10	0,95	30	80	5
П410-411	Германиевый диффузионный	<i>p-n-p</i>	6	20	100		400		2
П501-503	Кремниевый диффузионный	<i>n-p-n</i>	10		150		40		
П601-602	Германиевый диффузионный	<i>p-n-p</i>	30		2000	(20)	20		

§ 23.7. Эквивалентные схемы полупроводникового триода

Для области низких частот и режима малых амплитуд полупроводниковый триод может быть заменён простой эквивалентной схемой, достоинство которой заключается в том, что её параметры не зависят от способа включения триода и характеризуют триод однозначно.

Эквивалентная схема триода имеет различный вид в зависимости от того, какая система параметров принята для описания свойств триода. Рассмотрим эквивалентную схему для случая, когда в качестве независимых переменных выбраны токи \dot{I}_1 и \dot{I}_2 .

В этом случае:

$$\begin{cases} \dot{U}_1 = R_{11}\dot{I}_1 \nabla R_{12}\dot{I}_2 \\ \dot{U}_2 = R_{21}\dot{I}_1 \nabla R_{22}\dot{I}_2 \end{cases} \quad (23.49)$$

Измерения показывают, что в полупроводниковых триодах всегда $R_{12} \neq R_{21}$.

Представим ур-ния (23.49) в следующем виде:

$$\dot{U}_1 = R_{11}\dot{I}_1 \nabla R_{12}\dot{I}_2, \quad (23.50)$$

$$\dot{U}_2 = R_{12}\dot{I}_1 + R_{22}\dot{I}_2 \nabla (R_{21} - R_{12})\dot{I}_1. \quad (23.51)$$

Исходя из (23.50) и (23.51), полупроводниковый триод можно заменить эквивалентной схемой, представленной на рис. 23.49а, где рассмотрен случай включения триода с общей базой и введены обозначения

$R_{11} - R_{12} = r_e$ — сопротивление эмиттера,

$R_{12} = r_b$ — сопротивление базы,

$R_{22} - R_{12} = r_k$ — сопротивление коллектора,
 $R_{21} - R_{12} = r_z$ — сопротивление эквивалентного генератора напряжения
 (только для тока I_g)

Примерные средние значения параметров эквивалентной схемы r_g, r_b, r_k, r_z , для современных триодов указаны в табл 23 8

Т а б л и ц а 23 8

Типы триодов	r_g ом	r_b ом	r_k ком	r_z ком
Плоскостные	10÷30	300	1000	≈1000
Гочечные	500	200	15	20

Иногда в этой схеме эквивалентный генератор напряжения $U_z = r_z I_g$, обладающий нулевым внутренним сопротивлением, заменяется эквивалентным генератором тока $I_z = a I_g$, обладающим бесконечно большим внутренним сопротивлением (рис 23 49б). Величину a можно определить из условия эквивалентности цепей

При разомкнутых цепях должны быть равны напряжения на их зажимах

$$r_z I_g = r_k a I_g$$

Отсюда

$$a = \frac{r_z}{r_k} = \frac{R_{21} - R_{12}}{R_{22} - R_{12}} = \frac{R_{21}}{R_{22}} \frac{1 - \frac{R_{12}}{R_{21}}}{1 - \frac{R_{12}}{R_{22}}} = a \frac{1 - \frac{R_{12}}{R_{21}}}{1 - \frac{R_{12}}{R_{22}}} \quad (23\ 52)$$

Для плоскостных триодов $R_{12} \ll R_{21}$ и $R_{12} \ll R_{22}$, поэтому $a \approx a$.

Эквивалентную схему триода для включения с общим эмиттером получим, изменив в схеме (рис 23 49) точку заземления. Но требуется еще одно преобразование, так как входным током в данном случае является ток базы I_b , а в исходной схеме напряжение эквивалентного генератора выражено через ток эмиттера I_g .

По закону Кирхгофа

$$I_g + I_b + I_k = 0$$

Тогда напряжение эквивалентного генератора

$$U_z = r_z I_g = -r_z I_b - r_z I_k$$

Второй член этого равенства целесообразно отнести к выходному сопротивлению r_k , на котором падение напряжения имеет место также за счёт тока I_k . Тогда окончательно получаем эквивалентную схему триода для включения с общим эмиттером, изображённую на рис 23 50.

Эквивалентную схему триода для включения с общим коллектором при входе на базу получим непосредственно из предыдущей путем изменения общей точки. В результате приходим к схеме, показанной на рис 23 51.

Используя полученные эквивалентные схемы триода для различных схем включения, нетрудно получить формулы для вычисления параметров эквивалентного четырёхполюсника. В таблице 23 9 дана сводка формул, в которых параметры эквивалентного четырёхполюсника связаны с первичными параметрами r_g, r_b, r_k, r_z .

Для диапазона высоких частот рассмотренные схемы непосредственно не пригодны и должны быть дополнены элементами, учитывающими влияние ёмкостей и времени пролета носителей в базе. Из числа применяемых на высоких частотах эквивалентных схем упомянем две. В одной из них уменьше-

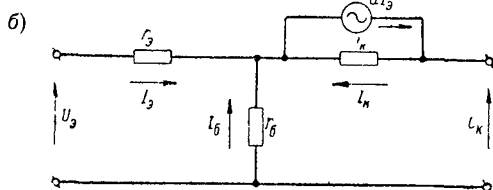
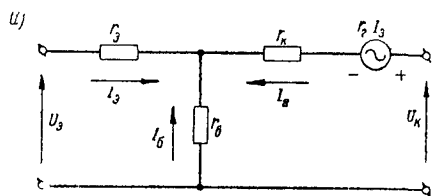


Рис. 23 49

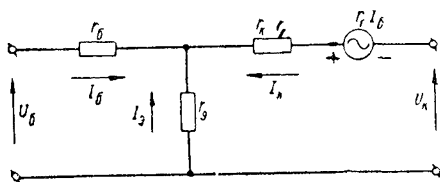


Рис. 23 50

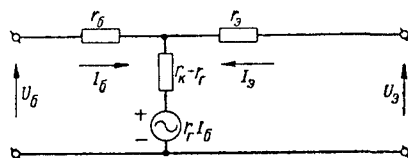


Рис. 23 51

ние коэффициента усиления по току α с ростом частоты учитывают путём включения генератора тока в выходной цепи через цепочку RC (рис. 23.52). Параметры цепочки должны быть таковы, чтобы удовлетворялось равенство $RC = \frac{1}{\omega_\alpha}$.

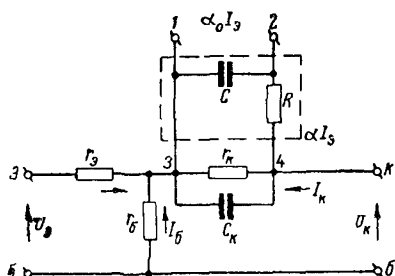


Рис. 23.52

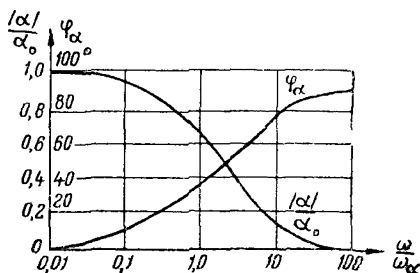


Рис. 23.53

В этом случае выражение для коэффициента α имеет вид

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + i\omega RC} = \frac{\alpha_0}{1 + i\frac{\omega}{\omega_\alpha}}. \quad (23.53)$$

Здесь α_0 — коэффициент усиления по току при $\omega = 0$.

На рис. 23.53 представлена зависимость модуля и фазы от частоты, рассчитанная по ф-ле (23.53). Сравнение с экспериментальными данными показывает, что соотношение (23.53) пригодно в диапазоне частот $\omega < \omega_\alpha$.

Более точно аппроксимирует ход экспериментальной зависимости α от

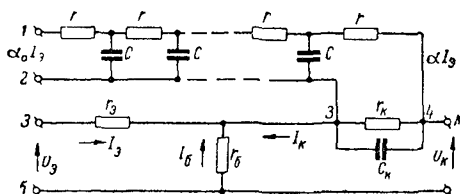


Рис. 23.54

частоты эквивалентная схема, в которой генератор тока включается через линию, состоящую из сопротивлений r и ёмкостей C (рис. 23.54). Параметры линии должны удовлетворять соотношению

$$rC = \frac{2,43}{\omega_\alpha}.$$

В этой схеме зависимость α от частоты определяется формулой

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{\text{ch}(i\omega rC)^{1/2}}. \quad (23.54)$$

Формула даёт хорошее совпадение с экспериментом для модуля до частот $\omega < 10\omega_\alpha$, а для фазы до частот $\omega < \omega_\alpha$.

Из ёмкостей переходов в обеих схемах обычно учитывается только ёмкость коллектора C_k как наиболее влияющая на частотные свойства триода.

Таблица 23.9

	Общая база	Общий эмиттер	Общий коллектор
α	$\frac{r_{\delta} + r_2}{r_{\delta} + r_K}$	$\frac{r_2 - r_2}{r_2 + r_K - r_2}$	$\frac{r_K}{r_2 + r_K - r_2}$
μ	$-\frac{r_{\delta} + r_2}{r_{\delta} + r_2}$	$-\frac{r_2 - r_2}{r_2 + r_{\delta}}$	$-\frac{r_K}{r_{\delta} + r_K}$
R_{11}	$r_{\delta} + r_2$	$r_2 + r_{\delta}$	$r_K + r_{\delta}$
R_{12}	r_{δ}	r_2	$r_K - r_2$
R_{21}	$r_{\delta} + r_2$	$r_2 - r_2$	r_K
R_{22}	$r_{\delta} + r_K$	$r_2 + r_K - r_2$	$r_K - r_2 + r_2$
g_{11}	$\frac{1}{r_2 + r_{\delta} \frac{r_K - r_2}{r_{\delta} + r_K}}$	$\frac{1}{r_{\delta} + \frac{r_2 r_K}{r_2 + r_K - r_2}}$	$\frac{1}{r_{\delta} + \frac{r_2 r_K}{r_2 + r_K - r_2}}$
g_{12}	$\frac{-r_{\delta}}{r_{\delta}(r_2 + r_K - r_2) + r_2 r_K}$	$\frac{-r_2}{r_2 r_K + r_{\delta}(r_2 + r_K - r_2)}$	$\frac{-1}{r_{\delta} + r_2 \frac{r_K + r_{\delta}}{r_K - r_2}}$
g_{21}	$\frac{-(r_{\delta} + r_2)}{r_{\delta}(r_2 + r_K - r_2) + r_2 r_K}$	$\frac{-1}{r_{\delta} + r_K \frac{r_2 + r_{\delta}}{r_2 - r_2}}$	$\frac{1}{r_2 + r_{\delta} \frac{r_K - r_2}{r_K + r_{\delta}}}$
g_{22}	$\frac{1}{r_K + r_{\delta} \frac{r_2 - r_2}{r_{\delta} + r_2}}$	$\frac{1}{r_K + r_{\delta} \frac{r_2 - r_2}{r_{\delta} + r_2}}$	$\frac{1}{r_2 + r_{\delta} \frac{r_K - r_2}{r_K + r_{\delta}}}$
h_{11}	$r_2 + r_{\delta} \frac{r_K - r_2}{r_{\delta} + r_K}$	$r_{\delta} + r_2 \frac{r_K}{r_2 + r_K - r_2}$	$r_{\delta} + r_K \frac{r_2}{r_2 + r_K - r_2}$
h_{12}	$\frac{r_{\delta}}{r_{\delta} + r_K}$	$\frac{r_2}{r_2 + r_K - r_2}$	$\frac{r_K - r_2}{r_2 + r_K - r_2}$
h_{21}	$-\frac{r_{\delta} + r_2}{r_{\delta} + r_K}$	$\frac{r_2 - r_2}{r_2 + r_K - r_2}$	$-\frac{r_K}{r_2 + r_K - r_2}$
h_{22}	$\frac{1}{r_{\delta} + r_K}$	$\frac{1}{r_2 + r_K - r_2}$	$\frac{1}{r_2 + r_K - r_2}$

	Общая база	Общий эмиттер	Общий коллектор
r_g	$R_{11} - R_{12} = \frac{g_{22} + g_{12}}{ g } =$ $= \frac{h_{11}h_{22} - h_{12}(1 + h_{21})}{h_{22}}$	$R_{12} = -\frac{g_{12}}{ g } = \frac{h_{12}}{h_{22}}$	$R_{22} - R_{12} = \frac{g_{11} + g_{12}}{ g } =$ $= \frac{1 - h_{12}}{h_{22}}$
r_b	$R_{12} = -\frac{g_{12}}{ g } = \frac{h_{12}}{h_{22}}$	$R_{11} - R_{12} = \frac{g_{22} + g_{12}}{ g } =$ $= \frac{h_{11}h_{22} - h_{12}(1 + h_{21})}{h_{22}}$	$R_{11} - R_{21} = \frac{g_{22} + g_{21}}{ g } =$ $= \frac{h_{11}h_{22} + h_{21}(1 - h_{12})}{h_{22}}$
r_k	$R_{22} - R_{12} = \frac{g_{11} + g_{12}}{ g } =$ $= \frac{1 - h_{12}}{h_{22}}$	$R_{22} - R_{21} = \frac{g_{11} + g_{21}}{ g } =$ $= \frac{1 + h_{21}}{h_{22}}$	$R_{21} = -\frac{g_{21}}{ g } = -\frac{h_{21}}{h_{22}}$
r_z	$R_{21} - R_{12} = \frac{g_{12} - g_{21}}{ g } =$ $= \frac{h_{12} - h_{21}}{h_{22}}$	$R_{12} - R_{21} = \frac{g_{21} - g_{12}}{ g } =$ $= \frac{h_{12} + h_{21}}{h_{22}}$	$R_{21} - R_{12} = \frac{g_{12} - g_{21}}{ g } =$ $= -\frac{h_{12} + h_{21}}{h_{22}}$

§ 23.8. Шумы в полупроводниковых триодах

В полупроводниковых триодах, так же как и в полупроводниковых диодах, существуют два вида флуктуационных шумов — «низкочастотные» и «высокочастотные».

Низкочастотные шумы имеют наибольшую интенсивность на самых низких частотах. С увеличением частоты интенсивность этих шумов уменьшается по закону

$$I_{ш}^2 \sim \frac{1}{f}. \quad (23.55)$$

Высокочастотные шумы аналогично шумам дробового эффекта в электронных лампах имеют равномерный спектр вплоть до свч. На частотах ниже 500 ÷ 1000 гц преобладают низкочастотные шумы. На более высоких частотах значительнее шумы второго вида.

В дополнение к шумам, имеющимся в полупроводниковых диодах, в триодах наблюдаются повышенные флуктуационные шумы, вызванные распределением эмиттерного тока между коллектором и базой. Как и в электронных лампах с положитель-

но заряженными сетками, токораспределение приводит к увеличению собственных шумов.

Для количественной оценки уровня флуктуационных шумов в полупроводниковых триодах применяется параметр, называемый коэффициентом шумов $K_{ш}$. При введении этого параметра полупроводниковый триод, подобно тому, как это производилось в случае электронных ламп, принимают идеальным (не шумящим), а ток флуктуаций в цепи коллектора, создающий на нагрузочном сопротивлении переменное напряжение $E_{ш\text{вых}}$, считают вызванным действием генератора шумовой эдс $E_{ш}$, включённого во входную цепь и имеющего внутреннее сопротивление, равное сопротивлению эмиттера r_e^1). Это напряжение сравнивают при вычислении коэффициента шумов с напряжением $E_{ш0}$, определяемым из формулы

$$E_{ш0}^2 = 4kTr_e\Delta f, \quad (23.56)$$

которая, как известно, служит для вычисления тепловых шумов в сопротивлениях. В данном случае источником шумов считают внутреннее сопротивление генератора шумовой эдс, т. е. r_e .

Коэффициентом шумов называют отношение

$$K_{ш} = \frac{E_{ш}^2}{E_{ш0}^2} \quad (23.57)$$

и выражают его часто в децибелах

$$K_{ш} = 10 \lg \frac{E_{ш}^2}{E_{ш0}^2}, \text{ дб.} \quad (23.58)$$

Коэффициент шумов показывает, во сколько раз интенсивность флуктуационных токов в цепи коллектора $I_{ш}^2$ больше в реальном полупроводниковом триоде, чем в идеальном (нешумящем) триоде, имеющем те же статические параметры; при этом считается, что в идеальном триоде источником флуктуационных шумов является сопротивление эмиттера r_e , на зажимах которого действует переменное напряжение $E_{ш0}$, определяемое ф-лой (23.56).

Обычные плоскостные триоды имеют коэффициент шума порядка $10 \div 20$ дб. Точечные триоды имеют значительно более высокий уровень шумов — на $30 \div 40$ дб выше, чем плоскостные. Коэффициент шумов у различных образцов полупроводниковых триодов одного и того же типа может различаться на $10 \div 15$ дб, что объясняется влиянием технологии изготовления триодов на их шумовые свойства.

¹⁾ Равенство величины внутреннего сопротивления генератора шумовой эдс и сопротивления эмиттера соответствует оптимальному согласованию генератора с его нагрузкой.

Зависимость шумов от режима питания имеет различный характер для различных типов триодов. Плоскостные триоды, имеющие низкий уровень шумов ($3 \div 10$ дБ), показывают линейную зависимость $I_{ки}^2$ от тока эмиттера. Напряжение коллектора в этих триодах практически не влияет на уровень шумов, если оно не превосходит 4 – 5 в. При более высоких напряжениях шумы резко возрастают.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ. ЗАПОМИНАЮЩИЕ ТРУБКИ

§ 24.1. Фотоэлементы

Основные типы фотоэлементов

Фотоэлементами называются приборы, служащие для превращения энергии света в энергию электрического тока. Фотоэлементы применяются в самых разнообразных областях науки и техники. В технике связи фотоэлементы используются в установках для передачи изображений (фототелеграфия), для телевидения, в различных приборах для сигнализации и связи на невидимых (инфракрасных) лучах. Кроме устройств связи, фотоэлементы применяются в звуковом кино, в промышленности в качестве реле для управления автоматическими станками, в астрономии в качестве фотометров для измерения яркости звёзд и т. д. Фотоэлементы по принципу их действия разделяются на две основные группы: 1) фотоэлементы, использующие явление внешнего фотоэффекта, когда под действием света в приборе возникает электронная эмиссия; такими приборами являются *электроракуумные фотоэлементы* — электронные и ионные и 2) фотоэлементы, использующие явление внутреннего фотоэффекта, так называемые *полупроводниковые фотоэлементы*, когда под действием света либо изменяется электрическая проводимость вещества (такими приборами являются фотосопротивления), либо возбуждается собственная электродвижущая сила (такими приборами являются вентильные фотоэлементы); к этой же группе относятся вентильные фотоэлементы, известные под названием фотодиодов и фототранзисторов.

Электроракуумные фотоэлементы

Электроракуумные фотоэлементы изготавливаются двух типов: электронные, в которых ток образуется только электронами, выходящими из катода под действием света, и ионные, в которых благодаря наполнению их инертным газом (гелием, неоном, аргоном, криптоном, ксеноном) ток фотоэлектрической эмиссии

увеличивается за счёт возникновения самостоятельного газового разряда (гл. 19).

Устройство электровакуумного фотоэлемента показано на рис. 24.1а. В стеклянном баллоне, из которого выкачан воздух, помещены в вакууме или в газе два электрода: катод *К* и анод *А*. Катод в виде тонкого металлического светочувствительного слоя обычно наносится на внутреннюю поверхность стеклян-

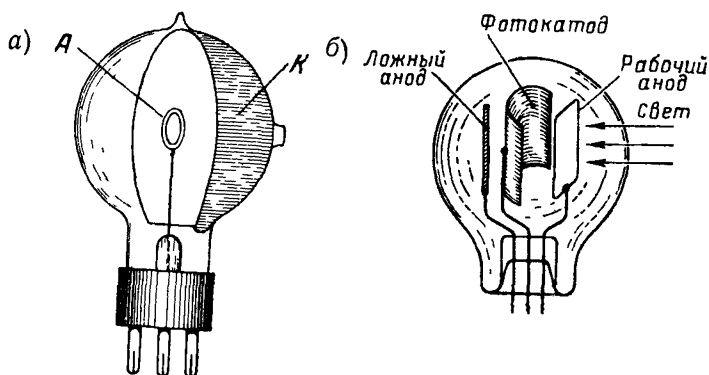


Рис. 24.1

ного баллона фотоэлемента (как показано на рис. 24.1а), вывод от катода делается сквозь боковую стенку баллона. Анод изготовляют чаще всего в виде небольшого, проволочного кольца, расположенного в центре баллона, он имеет вывод в ножку фотоэлемента на нижний цоколь.

Иногда в фотоэлементах, предназначенных для работы в мостиковых схемах, кроме основного анода, помещают второй, дополнительный анод с противоположной стороны катода (рис. 24.1б).

Имеются также конструкции фотоэлементов с одинаковыми электродами, их называют двухкатодными. В таком приборе в баллон помещают две одинаковые светочувствительные поверхности и питают их переменным током. Каждая поверхность при освещении одним источником *С* поочерёдно является то катодом, то анодом и фотоэлемент проводит ток в обоих направлениях.

Иногда электровакуумные фотоэлементы изготавливают специально для работы с ультрафиолетовыми лучами. Так как эти лучи сильно поглощаются обычным стеклом, то либо весь баллон фотоэлемента, либо специальное окошко в баллоне изготавливают из кварца.

Для изготовления катодов электровакуумных фотоэлементов используют светоактивные металлы. Наиболее чувствительными в отношении фотоэлектрической эмиссии являются щелочные и щёлочно-земельные металлы, имеющие наименьшую по срав-

нению с другими металлами работу выхода; из них наибольшее применение получил цезий. Одним из наиболее распространённых фотоэлементов является фотоэлемент с кислородно-цезиевым катодом. В 1937—1938 гг. в СССР были разработаны и теперь изготавливаются сурьмяно-цезиевые фотоэлементы, превосходящие по некоторым своим свойствам кислородно-цезиевые.

Кислородно-цезиевый фотокатод устроен следующим образом. На одну половину внутренней поверхности баллона наносят слой серебра и окисляют его. Затем внутрь баллона постепенно, в небольших количествах вводят пары цезия, которые осаждаются на слое серебра, при этом цезий частично окисляется, восстанавливая серебро. В результате получается катод сложной структуры, в котором на слое серебра, называемом «подложкой», находится слой окиси цезия, в который вкраплены частицы чистого цезия и серебра. При последующем прогреве фотоэлемента до температуры $170 \div 190^\circ\text{C}$ на поверхности окиси цезия образуется мономолекулярный слой адсорбированных атомов цезия. При освещении такого катода светом длинноволновой части спектра электроны эмитируются мономолекулярной плёнкой цезия; при световых лучах с малой длиной волны в эмиссии электронов принимают участие также частицы цезия и серебра, вкрапленные в слое окиси цезия.

В сурьмяно-цезиевых фотоэлементах для изготовления катода сначала получают на стекле баллона или металлической подложке слой сурьмы (путём испарения её в вакууме), на который затем осаждаются пары цезия. В результате химической реакции образуется соединение сурьмы и цезия (SbCs_3), внутри и на поверхности которого имеются адсорбированные атомы чистого цезия. Это соединение по своим свойствам является полупроводником, прозрачным для света с длиной волны больше 6000 \AA и имеющим очень большое электрическое сопротивление. Сурьмяно-цезиевые фотоэлементы изготовляют двух типов: 1) катод получают непосредственно на стекле баллона, 2) катод располагается на металлической (обычно никелевой) пластинке.

Количество электронов, испускаемых металлом при фотоэффекте, прямо пропорционально величине светового потока, падающего на поверхность металла. Следовательно, величина тока фотоэлектрической эмиссии, получающейся в фотоэлементе, может быть выражена уравнением $I_a = K_\phi F$, где F — световой поток, измеряемый в люменах, и K_ϕ — коэффициент пропорциональности. Этот коэффициент $K_\phi = \frac{I}{F}$ численно определяет

величину фотоэлектрического тока, создаваемого в фотоэлементе световым потоком в один люмен, и поэтому может быть взят в качестве основного параметра фотоэлемента. Он называется *чувствительностью*, или интегральной отдачей фотоэлемента и измеряется обычно в микроамперах на люмен.

Чувствительность вакуумных кислородно-цезиевых фотоэлементов равняется $20 \div 30$ мка/лм, доходя в некоторых образцах до $50 \div 60$ мка/лм, в газонаполненных фотоэлементах рабочий ток вследствие ионизации газа получается больше и чувствительность равняется в среднем $150 \div 200$ мка/лм.

В сурьмяно-цезиевых фотоэлементах чувствительность равна $60 \div 90$ мка/лм, достигая в газонаполненных фотоэлементах величины $150 \div 200$ мка/лм.

Чувствительность (интегральная отдача) фотоэлемента определяет результат воздействия на фотокатод всего светового потока, содержащего в себе световые колебания различных частот, в общем случае от ультрафиолетовых лучей до инфракрасных. Но распределение энергии по спектру для используемых в технике осветителей (лампы накаливания, дуга) неравномерно; обычно на более коротких волнах (видимый свет) излучение энергии значительно меньше, чем на длинных (инфракрасные лучи), что видно, например, на рис. 24.2, где кривая 1 показывает распределение энергии в потоке, даваемом электрической лампой накаливания с вольфрамовым катодом при $T=2850^\circ\text{K}$. Поэтому, кроме величины полной чувствительности (интегральной отдачи), весьма важной характеристикой фотоэлемента является его спектральная характеристика, показывающая вели-

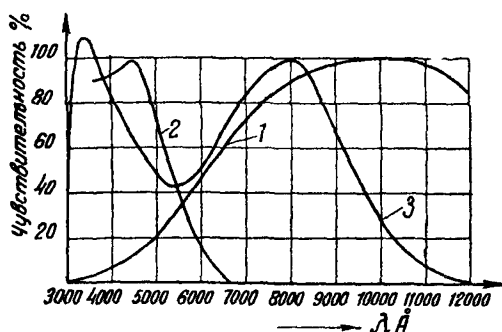


Рис. 24.2

чину чувствительности фотоэлемента к световым колебаниям различных длин волн или, иначе, распределение его чувствительности по спектру частот.

Различная чувствительность фотоэлемента к лучам разной длины волны обуславливается тем, что поверхностный слой вещества, эмитирующего под действием света электроны, с различной интенсивностью поглощает энергию колебаний различных частот. При адсорбции атомов металла на поверхности другого вещества изменяется полоса частот колебаний, вызыва-

ющих более интенсивный фотоэффект, т. е. максимум чувствительности фотоэлемента будет смещаться в область более длинных или более коротких волн в зависимости от свойств адсорбирующей поверхности. На рис. 24.2 показаны спектральные характеристики сурьмяно-цезиевого (кривая 2) и кислородно-цезиевого (кривая 3) фотоэлемента. Из этих характеристик видно, что сурьмяно-цезиевый фотоэлемент имеет наибольшую чувствительность при $\lambda = 4500 \div 5000 \text{ \AA}$ (в области голубых и зеленых лучей) и весьма малую в красных лучах; кислородно-цезиевый фотоэлемент имеет два максимума: один в ультрафиолетовых лучах, другой в области красных лучей ($\lambda = 7000 \div 8000 \text{ \AA}$) и иногда даже в инфракрасных лучах. Следовательно, в тех установках и устройствах, где на фотоэлемент воздействует поток видимых лучей (телефотография, звуковое кино и т. п.), выгоднее использовать сурьмяно-цезиевые фотоэлементы, тем более, что, как видно из кривой 1 рис. 24.2, энергия излучателя на волнах видимого света мала. Кислородно-цезиевый фотоэлемент имеет преимущества в тех случаях, когда воздействующий на фотоэлемент поток является длинноволновым, например инфракрасным (в сигнализационных устройствах).

Характеристики электровакуумных фотоэлементов

На рис. 24.3 показана принципиальная схема включения фотоэлемента. В цепь анода включается источник постоянного напряжения ($150 \div 200 \text{ в}$) и нагрузочное сопротивление R . При освещении фотоэлемента в анодной

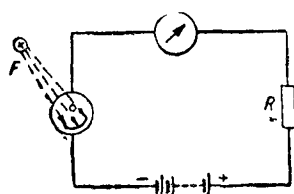


Рис. 24.3

цепи возникает ток, создающий на сопротивлении R некоторое падение напряжения. При изменении светового потока, действующего на фотоэлемент, изменяется величина тока в фотоэлементе и, следовательно, разность потенциалов на зажимах сопротивления R , воспроизводя свои изменения изменения светового потока. Отсюда

следует, что характеристиками фотоэлемента, необходимыми для суждения о выборе рабочего режима его, являются:

1) вольтамперные характеристики, показывающие зависимость тока фотоэлемента от величины анодного напряжения при постоянном световом потоке, т. е. кривые $I_a = f(U_a)$ при различных $F = \text{const}$;

2) световые характеристики, показывающие зависимость тока фотоэлемента от величины светового потока при постоянном анодном напряжении, иначе, кривые $I_a = f(F)$ при различных $U_a = \text{const}$.

Вольтамперные характеристики для вакуумного кислородно-цезиевого фотоэлемента и сурьмяно-цезиевого фотоэлемента с метааллической подложкой показаны на рис. 24.4, где представлены две кривые для двух значений светового потока, причём $F'' > F'$. Величина тока насыщения зависит от величины светового потока: чем больше F , тем выше значение тока насыщения и тем бóльшая величина анодного напряжения требуется для

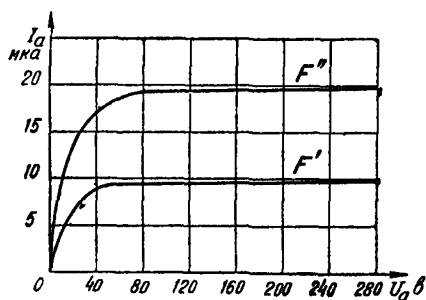


Рис. 24.4

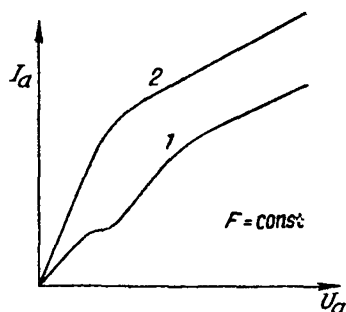


Рис. 24.5

его получения. По току насыщения определяется чувствительность фотоэлемента.

В начальной области характеристик, подобно электронным лампам, в фотоэлементе может протекать небольшой ток при нулевом и даже отрицательном (до 0,5 в) напряжении на аноде за счёт влияния начальных скоростей электронов.

В газонаполненных фотоэлементах вольтамперная характеристика, в отличие от нормальной характеристики вакуумного фотоэлемента, не имеет резко выраженной области насыщения (кривая 1 рис. 24.5); при увеличении тока I_a до величины тока эмиссии фотокатода кривая слегка загибается, но при дальнейшем увеличении анодного напряжения вследствие возникающей ионизации газа ток начинает резко увеличиваться. Разряд остаётся несамостоятельным до тех пор, пока напряжение на аноде не будет увеличено до потенциала зажигания U_z , при котором в фотоэлементе возникает самостоятельный тлеющий разряд. Самостоятельный разряд в фотоэлементе приводит к порче катода и потому недопустим. В газонаполненных фотоэлементах, изготавливаемых нашими заводами, $U_z = 300 \div 320$ в.

Отношение тока при рабочем режиме ($U_a = 220 \div 240$ в) в газонаполненном фотоэлементе к току насыщения, который был бы в этом фотоэлементе при отсутствии в нём газа (эта величина определяется лёгким изгибом характеристики), называется коэффициентом газового усиления $K_z = \frac{I_{\text{газонап.}}}{I_{\text{вак.}}}$. Для

увеличения газового усиления необходимо вводить в фотоэлемент больше газа; но в то же время при большом давлении газа легко возникает самостоятельный разряд, т. е. получается малое U_s . Поэтому давление газа в фотоэлементах берут порядка 10^{-2} мм рт.ст., что обеспечивает коэффициент газового усиления от 5 до 8.

В сурьмяно-цезиевых фотоэлементах с катодом на стекле баллона вольтамперная характеристика при малых световых потоках получается такой же (т. е. с током насыщения), как в фотоэлементах с катодом на металлической подложке. При больших же световых потоках наблюдаются аномальные характеристики (кривая 2 рис. 24.5), показывающие непрерывный рост тока при увеличении U_a . Причина этой аномалии заключается в том, что вследствие очень большого сопротивления сурьмяно-цезиевого слоя при прохождении в нём большого анодного тока создаётся значительная разность потенциалов между точками этого слоя, лежащими около ввода катода, и точками, удалёнными от ввода. Поэтому электроны, выходящие из точек катода около ввода, частично будут двигаться не к аноду, а к этим удалённым от ввода и имеющим высокий положительный потенциал точкам катода и, бомбардируя катод, будут выбивать из катода вторичные электроны, вследствие чего общий ток на анод сильно увеличивается.

Нормальной световой характеристикой является прямая линия $I_a = K_{\phi} F$ при условии, что напряжение на аноде взято достаточно большим для обеспечения режима насыщения. Такие прямолинейные характеристики от малых до очень больших световых потоков (кривая 1 рис. 24.6)

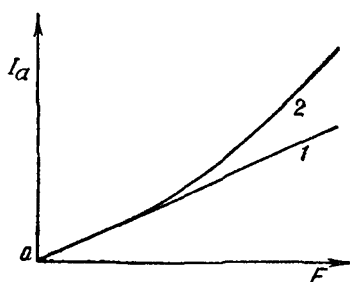


Рис. 24.6

получаются в вакуумных кислородно-цезиевых фотоэлементах и в сурьмяно-цезиевых фотоэлементах с металлической подложкой. В других типах фотоэлементов (в газонаполненных и в вакуумных сурьмяно-цезиевых без металлической подложки) линейность световой характеристики имеет место только при малых световых потоках, при переходе же к большим световым потокам в силу указанных выше

причин линейность характеристик нарушается, как это видно из кривой 2 рис. 24.6. Так как фотоэлементы обычно используются для того, чтобы без искажений воспроизвести изменения величины светового потока в колебаниях электрического тока, то, очевидно, линейность световой характеристики является одним из основных требований, предъявляемых к фотоэлементам.

Кроме описанных характеристик фотоэлементов, отметим еще зависимость чувствительности фотоэлемента от частоты изменения светового потока. При очень быстрых изменениях светового потока, воздействующего на газонаполненный фотоэлемент, чувствительность такого фотоэлемента уменьшается по сравнению с чувствительностью, определяемой для этого фотоэлемента при постоянном неизменяющемся потоке. На рис. 24.7 показаны частотные характеристики вакуумного (кривая 1) и газонаполненного (кривая 2) фотоэлементов. Снижение чувствительности у последнего объясняется тем, что ток при газовом разряде устанавливается не мгновенно, а требуется некоторое время для процесса нарастающей ионизации. При очень быстрых изменениях светового потока ток не успевает нарастать до значений, соответствующих статическому режиму. Эта инерция газонаполненного фотоэлемента является его серьезным недостатком. Наименьшая инерция получается при применении аргона, имеющего к тому же и меньший ионизационный потенциал по сравнению с другими инертными газами.

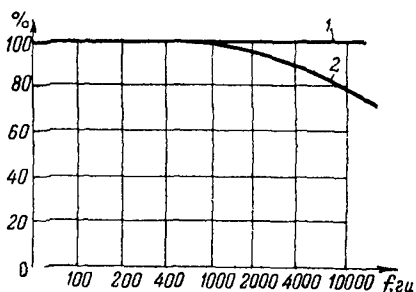


Рис. 24.7

тока ток не успевает нарастать до значений, соответствующих статическому режиму. Эта инерция газонаполненного фотоэлемента является его серьезным недостатком. Наименьшая инерция получается при применении аргона, имеющего к тому же и меньший ионизационный потенциал по сравнению с другими инертными газами.

В заключение укажем на явление утомляемости фотоэлементов, проявляющееся в том, что в кислородно-цезиевых фотоэлементах, имеющих сравнительно большую чувствительность при очень малых световых потоках, наблюдается быстрое во времени уменьшение чувствительности фотоэлемента при больших освещённостях. Происходит это вследствие недостаточно быстрого перехода электронов из слоя окиси цезия в мономолекулярный слой цезия, который при больших освещённостях теряет много электронов; такой «утомившийся» фотоэлемент, будучи оставлен в темноте, восстанавливает через некоторое время свою чувствительность. Кроме утомляемости, являющейся обратимым процессом, в кислородно-цезиевых фотоэлементах имеет место необратимая потеря чувствительности в процессе работы: в продолжении первых $40 \div 50$ часов работы чувствительность этого фотоэлемента уменьшается по сравнению с начальной на $70 \div 75\%$. В сурьмяно-цезиевых фотоэлементах потеря чувствительности значительно меньше: в продолжение всего срока службы фотоэлемента ($3000 \div 4000$ часов) чувствительность уменьшается только на $40 \div 50\%$, что является бесспорным и весьма крупным достоинством этих фотоэлементов.

В табл. 24.1 приведены основные данные некоторых изготавливаемых у нас электровакуумных фотоэлементов.

Таблица 24.1

Тип прибора	Тип фотокатода	Наполнение	U_a в	K_{ϕ} $\frac{\text{мкА}}{\text{лм}}$	Срок службы τ , ч	Область спектр. чувств. \AA	λ максимальной спектр. чувств. \AA
СЦВ-3 } СЦВ-4 } СЦВ-51 }	Сурьмяно-цезиевые	вакуумные	240	100	1000	4 000 + 6 000	4 500
Ф-1	Сурьмяно-цезиевый	вакуумный	240	80		2 150 ÷ 6 000	3 800
ЦГ-1	Кисл.-сереб.-цезиевый	газовый	240	150	700	4 000 ÷ 12 000	8 000
ЦГ-3 } ЦГ-4 }	Кисл.-серебр.-цезиевые	газовые	240	200	700	4 000 ÷ 12 000	8 000

Полупроводниковые фотоэлементы

Фотосопротивления представляют собой полупроводниковые фотоэлектрические приборы, в которых используется свойство полупроводников увеличивать свою электропроводность под действием света. Получая энергию от светового потока, электроны переходят в зону проводимости в количестве тем большем, чем больше энергия светового потока, но не выходят за пределы полупроводника, а беспорядочно блуждают в междоузельном пространстве. Если к концам такого полупроводника приложить некоторую разность потенциалов, то величина протекающего в этой цепи тока будет зависеть от освещённости полупроводника. Аналогичные явления наблюдаются при освещении полупроводника с дырочной проводимостью.

Следует иметь в виду, что в отличие от электровакуумных фотоэлементов фотосопротивления не обладают односторонней проводимостью, они одинаково проводят электричество в обоих направлениях.

У всех фотосопротивлений зависимость фототока I_{ϕ} от величины светового потока F при постоянном напряжении питания U имеет нелинейный характер. Эта зависимость для большинства типов фотосопротивлений может быть представлена в виде

$$I_{\phi} = bF^n; \quad 0 < n < 1.$$

Наиболее светочувствительными полупроводниками являются селен, сернистый таллий, сернистый свинец, сернистый висмут и сернистый кадмий; последние три вещества широко используются на практике для изготовления фотосопротивлений.

Метод изготовления фотосопротивлений в принципе заключается в нанесении на изолирующую пластинку тонкого слоя

полупроводника чаще всего испарением в вакууме; затем на края этого слоя (также испарением в вакууме) наносятся металлические электроды, обеспечивающие надёжный электрический контакт.

На рис. 24.8 в качестве примера приведены по одной из конструкций сернистосвинцовых (ФС-А1) и сернистобисмутовых (ФС-Б2) фотосопротивлений.

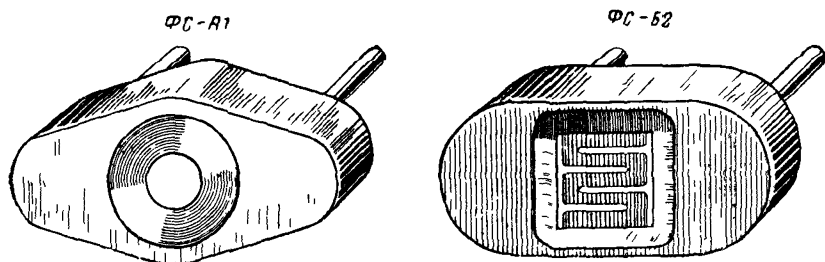


Рис. 24.8

(ФС-Б2) фотосопротивлений. Фотосопротивления монтируются в пластмассовый корпус, снабжённый штырьками для включения

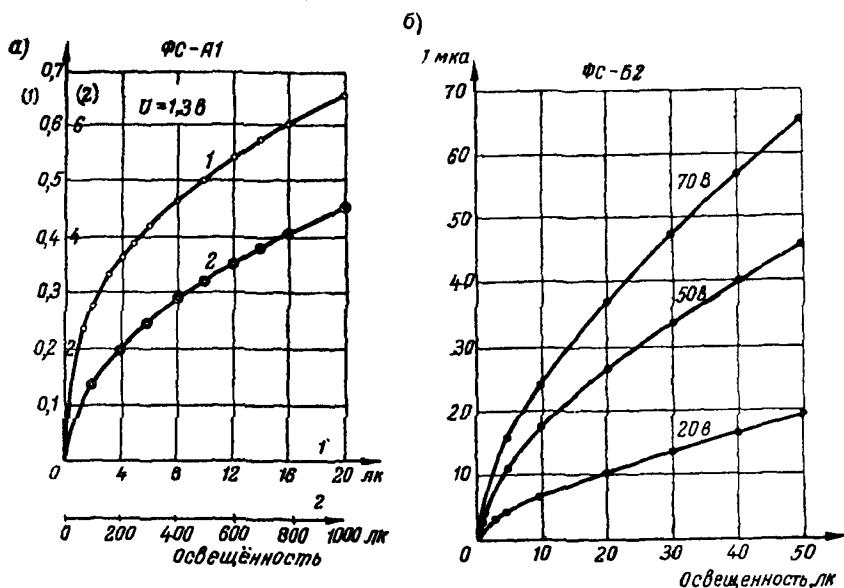


Рис. 24.9

ния в схему. Для доступа света к светочувствительной поверхности в корпусе сделано окно.

На рис. 24.9а показаны световые характеристики сернистосвинцовых фотосопротивлений, снятые при различных освещённостях; они являются нелинейными и имеют тенденцию к насы-

щению. Спектральная характеристика представлена на рис. 24.10 кривой 1 и показывает, что максимум чувствительности лежит в инфракрасной области спектра. Вольтамперные характеристики сернистосвинцовых фотосопротивлений, снятые при различных величинах светового потока, являются линейными.

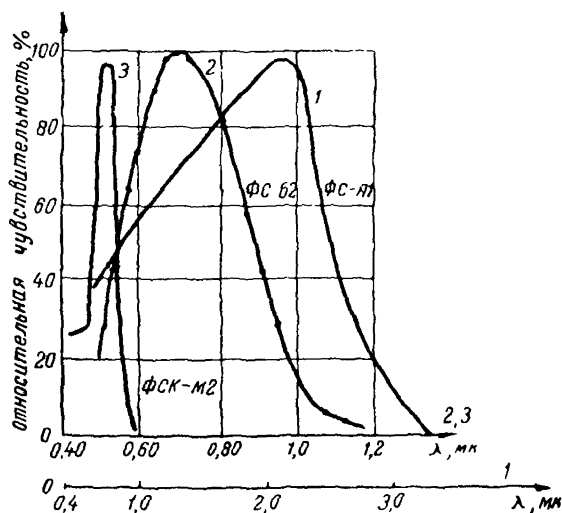


Рис. 24.10

Световые характеристики сернистосвинцовых сопротивлений ФС-Б2 представлены на рис. 24.9б, а спектральная — на рис. 24.10 (кривая 2). Вольтамперные характеристики их также линейны.

Фотосопротивления из сернистого кадмия CdS изготавливаются двух типов: из поликристаллического CdS и из монокристаллов CdS. Для изготовления последних используется монокристалл CdS размером $10 \times 2 \times 12 \text{ мм}^3$, который укрепляется при помощи специального лака на изолирующую подложку. На края кристалла наносятся металлические электроды, и вся система монтируется в эбонитовую оправу. Основные характеристики фотосопротивлений из монокристалла кадмия показаны на рис. 24.10 (кривая 3) и 24.11.

Основными параметрами, характеризующими свойства фотосопротивлений, являются: интегральная чувствительность, удельная чувствительность и темновое сопротивление.

Интегральной чувствительностью фотосопротивления называют отношение фототока I_ϕ к величине падающего светового потока F при номинальном значении внешнего напряжения U

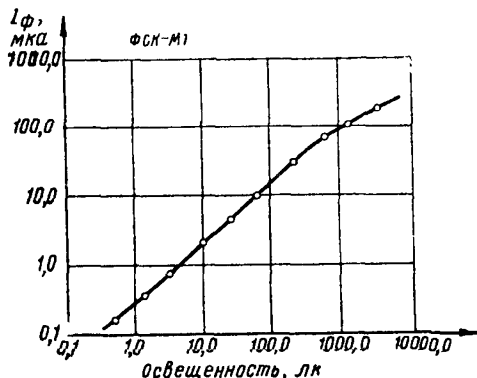
$$K_\phi = \frac{I_\phi}{F}, \quad \frac{\text{мкА}}{\text{лм}}.$$

Удельной чувствительностью называют отношение интегральной чувствительности к величине номинального напряжения

$$K'_{\phi} = \frac{K_{\phi}}{U} = \frac{I_{\phi}}{FU}, \frac{\text{мкА}}{\text{Лм.В}}.$$

Этот параметр имеет смысл только в области линейной зависимости между фототоком и приложенным напряжением.

а)



б)

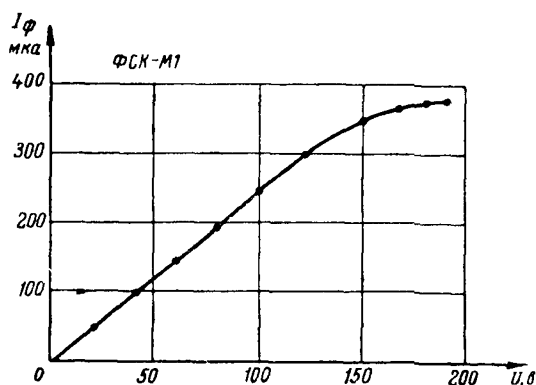


Рис. 24.11

На нелинейном участке вольтамперной характеристики удельная чувствительность выражается в дифференциальной форме

$$K'_{\phi} = \frac{dK_{\phi}}{dU} = \frac{dI_{\phi}}{FdU}, \frac{\text{мкА}}{\text{Лм.В}}.$$

Темновое сопротивление характеризуется величиной сопротивления фотозлемента при отсутствии освещения и при номинальном значении внешнего напряжения.

Основные параметры некоторых фотосопротивлений, выпускаемых нашей промышленностью, приведены в табл. 24.2.

Таблица 24.2

Маркировка	Тип полупроводника	$U_{раб. макс}$ v	$R_{темное}$ $ком$	Интеграл. чувствит. $мка/лм$	Удельная чувств. $мка/лм.б$	Площадь освещённой поверхности $см^2$
ФС-А1 ФС-А4	Сернистый свинец	15	$10 \div 100$	—	500	0,25
ФС-Б1 ФС-Б2	Сернистый висмут	—	$29 \div 60\,000$	$4 \div 52$	—	0,4—1,3
ФСК-М1 ФСК-М2	Монокристаллический сернистый кадмий	70 70	—	$500 \div 3\,000$ $3\,000 \div 10\,000$	—	—
ФС-К1 ФС-К2	Поликристаллический сернистый кадмий	400 300	10 000 1 000	—	3 000 2 500	0,3

Сравнение фотосопротивлений с электровакуумными фотоэлементами показывает, что первые обладают гораздо более высокой чувствительностью, но наряду с этим имеют и ряд существенных недостатков, не свойственных электровакуумным фотоэлементам. К числу недостатков относятся: инерционность, отсутствие прямой пропорциональности между величиной фототока и интенсивностью освещения, температурная зависимость. Однако, несмотря на это, фотосопротивления находят широкое практическое применение и во многих случаях могут эффективно использоваться вместо электровакуумных фотоэлементов.

(Вентильные фотоэлементы принципиально отличаются от фотосопротивлений тем, что не требуют для своей работы внешнего источника питания. Наоборот, за счёт энергии светового потока в них создаётся собственная эдс, которая может быть использована для получения электрического тока в той или иной нагрузке. Таким образом, в вентильных фотоэлементах происходит непосредственное преобразование световой энергии в электрическую, без каких бы то ни было посторонних источников напряжения.

Схематическое устройство вентильных фотоэлементов или фотоэлементов с запорным слоем, показано на рис. 24.12: на металлический электрод 1 толщиной $1 \div 2$ мм наносится тонкий слой полупроводника 2 толщиной порядка 0,1 мм, на поверхность которого наносится (испарением в вакууме или катодным распылением) тонкий полупрозрачный слой металла 3, являю-

шийся вторым электродом фотоэлемента. При соответствующей термической обработке на границе полупроводника с металлом создаётся тонкий запиорный слой ЗС (§ 22.2), обладающий односторонней проводимостью. При освещении фотоэлемента со стороны полупрозрачного слоя происходит одностороннее перемещение сквозь запиорный слой носителей зарядов, освобождающихся под действием света, вследствие чего на контактных электродах 1 и 3 появляется электродвижущая сила. При замыкании фотоэлемента на внешнее сопротивление в получающейся цепи будет протекать ток, величина которого зависит от освещённости фотоэлемента.

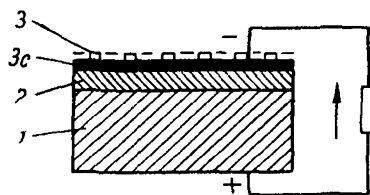


Рис 24.12

Первые фотоэлементы с запиорным слоем изготовляли из закиси меди. В настоящее время применяются селеновые, серноталлиевые, кремниевые и другие вентильные фотоэлементы.

В селеновых фотоэлементах в качестве полупроводника применяется селен, слой которого наносится испарением в вакууме на стальной электрод; на поверхность селена методом катодного распыления наносится тонкий полупрозрачный слой золота или другого, более дешёвого металла. В селеновых фотоэлементах имеет место так называемый фронтальный фотоэффект, при

котором носители зарядов переходят из полупроводника в верхний полупрозрачный слой, заряжая его отрицательно, и ток во внешней цепи фотоэлемента будет идти в направлении, указанном на рис. 24.12.

Интегральная чувствительность селенового фотоэлемента выше, чем электровакуумных фотоэлементов, — $400 \div 600$ мка/лм и определяется как отношение фототока к световому потоку при короткозамкнутых электродах. При включении внешнего сопротивления величина фототока, приходящегося на единицу светового потока, уменьшается. Это

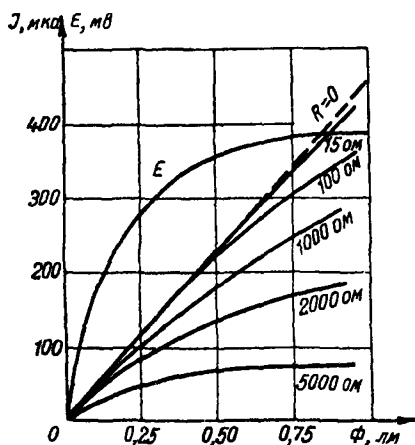


Рис 24.13

хорошо видно из световых характеристик, показанных на рис. 24.13 и снятых при различных значениях внешнего сопротивления.

Важной характеристикой вентильных фотоэлементов является зависимость эдс, возникающей под действием света, от величины светового потока. Такая характеристика селенового фотоэлемента представлена на рис. 24.13. При малых световых потоках с увеличением освещённости эдс резко возрастает, затем с некоторого значения светового потока почти не изменяется, наступает насыщение.

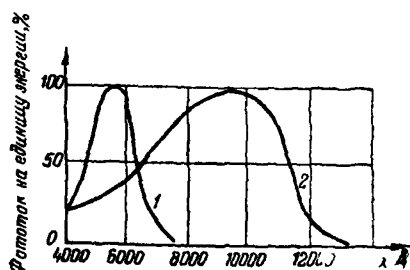


Рис. 24.14

Спектральная характеристика селенового фотоэлемента представлена на рис. 24.14 кривой 1; она захватывает практически всю видимую область спектра. Максимум чувствительности лежит в области голубых и зелёных лучей.

Серноталлиевые фотоэлементы изготавливаются из сернистого таллия. Запорный слой также образуется между полупроводником и полупрозрачным слоем металла. Но в зависимости от

обработки сернистого таллия направление эдс фотоэффекта может получиться или нормальным, как в селеновых фотоэлементах, или обратным, когда полупрозрачный слой металла заряжается положительно и ток во внешней цепи проходит от него к нижнему электроду (положительный фотоэффект).

Серноталлиевые фотоэлементы монтируют в стеклянном баллоне, из которого откачивают воздух до давления порядка 10^{-5} мм рт.ст. и затем наполняют водородом до давления $300 \div 400$ мм рт.ст.

Серноталлиевые фотоэлементы с нормальным фронтальным эффектом имеют чувствительность порядка 100 мка/лм с максимумом в зелёных лучах, подобно селеновым фотоэлементам. При положительном же фотоэффекте чувствительность равна в среднем $11\,000$ мка/лм, т. е. почти в 20 раз больше чувствительности селеновых и в 100 раз больше чувствительности электровакуумных фотоэлементов; спектральная характеристика таких фотоэлементов (рис. 24.14 кривая 2) захватывает область видимого света и очень большую область инфракрасных лучей (до $13\,000$ Å), имея максимум при $\lambda = 9500 \div 10\,000$ Å.

Световые характеристики серноталлиевых фотоэлементов при малых значениях внешнего сопротивления (до 100 ом) линейны.

Частотные свойства серноталлиевых фотоэлементов лучше других вентильных фотоэлементов и позволяют использовать их в аппаратуре звуковоспроизведения. Коэффициент полезного действия серноталлиевых фотоэлементов $1,1\%$.

Кремниевые фотоэлементы были созданы в 1953 г. Их характерной особенностью является чрезвычайно высокий для этого класса приборов кпд, достигающий 10÷13% при освещении прибора прямым солнечным светом.

Кремниевые фотоэлементы изготавливают из монокристалла кремния с электронной проводимостью. Технология их изготовления достаточно сложна. Для получения электронно-дырочного перехода одну из поверхностей пластинки монокристалла кремния покрывают тонким слоем бора и прогревают. Атомы бора, диффундируя в кремниевую пластинку на небольшую глубину, обеспечивают появление слоя кремния с дырочной проводимостью.

Кремниевые фотоэлементы можно соединять последовательно и параллельно, так что создаётся фотоэлектрическая батарея, которая может быть использована для питания различных переносных радиоустройств («солнечная батарея»).

Относительно высокий кпд кремниевых фотоэлементов¹⁾ позволяет считать их перспективными приборами. Уже в существующих конструкциях этих фотоэлементов можно получить в ясный солнечный день до 100 вт мощности с каждого квадратного метра поверхности. Срок службы кремниевых фотоэлементов практически неограничен.

Фотодиод представляет собой вентильный фотоэлемент, изготовленный из высокоомного германия. Принципиальное отличие его от других вентильных фотоэлементов заключается в том, что включается он в электрическую цепь последовательно, с внешним источником питания, как обычные полупроводниковые диоды, только в фотодиодах напряжение питания включается в обратном направлении и составляет десятки вольт.

Принцип действия и устройство фотодиода не отличаются от обычного вентильного фотоэлемента. В монокристалле германия с примесной проводимостью путём соответствующей обработки создаётся электронно-дырочный переход. При подаче на фотоэлемент в отсутствие освещения внешнего напряжения в запорном направлении в цепи возникает небольшой (обратный) ток за счёт перемещения через запорный слой неосновных носителей (как в обычном полупроводниковом диоде). При освещении электронно-дырочного перехода световая энергия освобождает неосновные носители в приконтактной области, и их поток через запорный слой увеличивается, ток во внешней цепи возрастает и будет определяться величиной внешнего напряжения и величиной светового потока.

При включении в цепь фотодиода нагрузочного сопротивления на нём создаётся падение напряжения, величина которого зависит от величины светового потока и может быть достаточно большой, приближаясь к напряжению источника питания.

¹⁾ Следует отметить, что согласно современным теоретическим представлениям кпд вентильных фотоэлементов не может превышать 20%.

Спектральная характеристика германиевого фотодиода представлена на рис. 24.15. Максимум чувствительности соответствует длине волны $\lambda = 15\,000\text{ \AA}$ и лежит в инфракрасной обла-

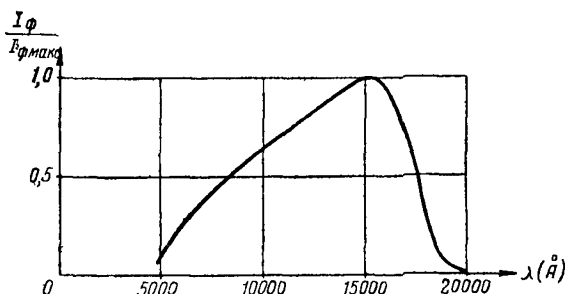


Рис. 24.15

сти. Интегральная чувствительность германиевых фотодиодов высокая и достигает $30\,000\text{ мка/лм}$.

Германиевые фотодиоды обладают малой инерционностью.

Кроме фотодиодов, разработаны также германиевые сплавные *p-n-p фототриоды*, позволяющие дополнительно осуществлять усиление электрического тока, возникающего при освещении прибора.

В табл. 24.3 приведены основные данные изготавливаемых у нас фотодиодов.

Таблица 24.3

Тип	Светочувст. площадь мм ²	Чувствит. мк/лм	Дифферен. сопротивление Мом	Темновой ток мка
ФД-1	0,8	23	2,5	1,4
ФД-2	4,9	15÷24,5	10	5
ФД-2,7	2,0	49,5	10	1,2

§ 24.2. Фотоэлектронные умножители

Устройство и принцип действия фотоэлектронных умножителей

В электровакуумных фотоэлементах, описанных в предыдущем параграфе, рабочие токи получаются весьма малыми (порядка микроампер), а поэтому требуется значительное усиление этих токов при помощи многоламповых усилителей. Для усиления фотоэлектрического тока внутри самого фотоэлемента Л. А. Кубецким в 1934 г. и затем другими авторами было предложено использовать явление вторичной электронной эмиссии.

Приборы, построенные на этом принципе, получили название фотоэлектронных умножителей.

Простейшим по устройству одноступенным умножителем является фотоэлемент с вторичной эмиссией, схемы которого показаны на рис. 24.16а и б. На фотокатод K_1 падает световой поток; электроны, испускаемые катодом K_1 , движутся к сетчатому аноду A , и большая часть их, пролетая сквозь анод, бом-

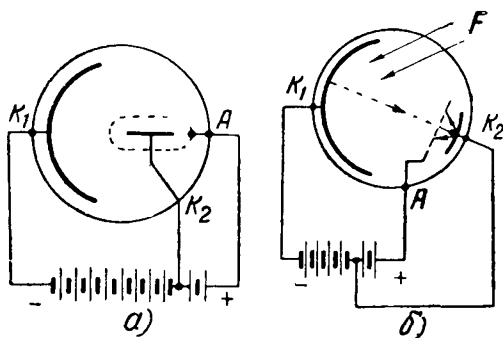


Рис. 24.16

бардирует катод K_2 и выбивает с него вторичные электроны. Последние движутся на анод и вместе с первичными электронами, попавшими на анод, образуют в цепи его рабочий ток, значительно больший тока с первого катода.

Нашей промышленностью выпускаются одноступенные умножители двух типов: ФЭУ-1 и ФЭУ-2, отличающиеся конструкцией цоколя и габаритами. Напряжения питания и параметры их одинаковы. Чувствительность этих умножителей в $7 \div 10$ раз выше чувствительности фотоэлементов.

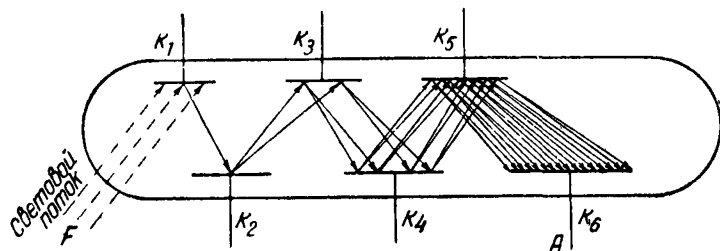


Рис. 24.17

Принципиальная схема многоступенного умножителя показана на рис. 24.17. В трубке помещено несколько электродов с нанесенным на их поверхность цезием. Между каждой парой электродов (K_1 и K_2 ; K_2 и K_3 и т. д.) приложена разность потенциалов, заряжающая последующий электрод положительно от-

носителем предыдущего; таким образом, потенциал $U_1 < U_2 < U_3 \dots$. С поверхности катода K_1 под действием светового потока испускаются электроны, которые должны быть направлены на катод K_2 . Падая на второй катод с достаточно большой скоростью (это зависит от разности потенциалов $U_2 - U_1$), эти электроны будут выбивать с поверхности K_2 вторичные электроны, которые должны быть направлены к катоду K_3 и должны выбить с него ещё больше электронов и т. д. (рис. 24.17). Если каждый электрон, падая на какой-либо электрод, выбивает с него σ вторичных электронов, то очевидно, что

$$I_2 = \sigma I_1; \quad I_3 = \sigma I_2 = \sigma^2 I_1 \text{ и т. д., } I_{n+1} = I_1 \sigma^n,$$

т. е. коэффициент усиления тока в таком приборе может быть выражен формулой $K_y = \sigma^n$, где через n обозначено число ступеней умножителя.

Имея σ равным от 6 до 10 и число ступеней $n = 10 \div 12$, мы теоретически должны получить колоссальные усиления — до сотен миллионов раз в одном приборе. Практически удаётся получить усиления значительно меньшие, но все-таки достигающие до миллиона. Причина уменьшения усиления заключается в том, что, во-первых, поверхности всех электродов не обладают одинаково высокой чувствительностью, так как это очень трудно сделать при изготовлении многоступенчатого умножителя, и поэтому коэффициент вторичной эмиссии не для всех катодов получается высоким, во-вторых, не удаётся весь поток электронов, испускаемых каким-либо катодом, полностью направить (сфокусировать) на следующий электрод; всегда имеет место переход электронов с этого катода на все другие, находящиеся под более высоким положительным напряжением, например, с катода K_2 (рис. 24.17) электроны будут двигаться не только к K_3 , но и к K_4 , K_5 , вследствие чего будет уменьшаться общее усиление умножителя.

В современных многоступенчатых умножителях применяются несколько вариантов конструкций электродной системы. Наиболее распространены умножители с фокусирующими электродами и умножители сквозного действия.

Умножители с фокусирующими электродами

Фотоэлектронные умножители с фокусирующими электродами предназначены для фотоэлектрических измерений при слабых световых потоках. Принцип устройства умножителей этой группы можно рассмотреть на примере фотоумножителя ФЭУ-17 (рис. 24.18).

Эмиттеры в этих приборах выполняются в виде ковшей и располагаются так, чтобы создаваемые ими электрические поля

обеспечивали почти полный переход вторичных электронов, испускаемых данным эмиттером на следующий. Картина поля и траектории электронов в такой системе электродов представлены на рис. 24.19. На каждый следующий эмиттер электроны попадают в основном в центральной части его поверхности, так что в процессе перехода от одного электрода к другому электронный поток оказывается всё более концентрированным.

Фотоэлектронный умножитель ФЭУ-17 имеет 12 ступеней сурьмяно-цезиевых эмиттеров на никелевой подложке и тринадцатую ступень из активированного алюминиево-магниевого сплава (§ 11.10). Кислородно-цезиевый фотокатод нанесён на электрод, одинаковый по форме с эмиттерами. Перед катодом помещена редкая проволоочная сетка, ослабляющая неоднородность электрического поля вблизи фотокатода. Анод в виде сетки на проволоочной рамке помещён вблизи последнего эмиттера, отличающегося по конструкции от остальных.

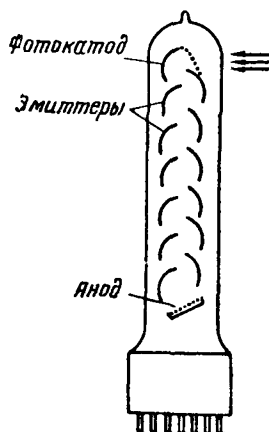


Рис. 24.18

Умножитель ФЭУ-18 этой же группы снабжён тонким увиолевым окном для работы в ультрафиолетовой области спектра. Умножители ФЭУ-20 и ФЭУ-25 имеют малогабаритное оформление.

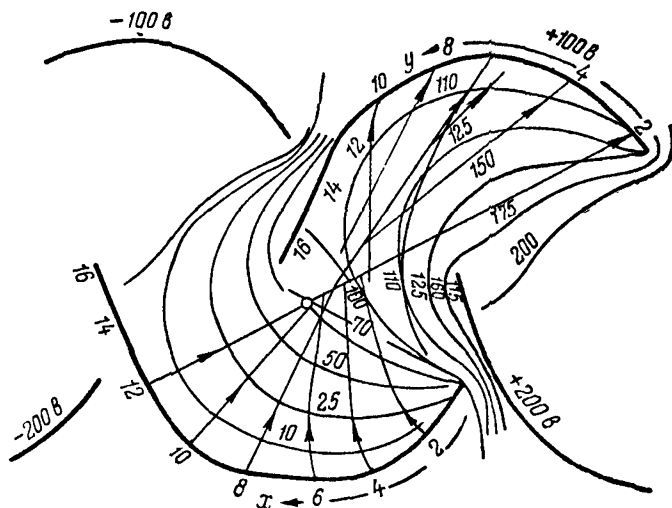


Рис. 24.19

Умножители сквозного действия

Первые конструкции умножителей сквозного действия были разработаны С. А. Векшинским. В этих приборах вторичные электроны выходят из эмиттера со стороны, противоположной

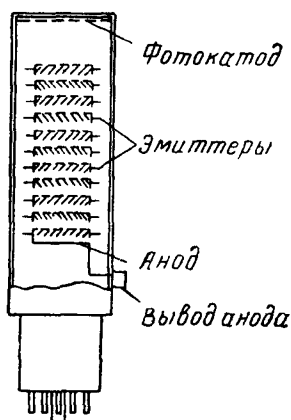


Рис. 24.20

бомбардируемой первичными электронами. В этом случае отсутствует необходимость принимать специальные меры для направления вторичного электронного потока от одного эмиттера к другому. Эмиттеры выполняются или в виде сеток, или в виде металлических пластин типа жалюзи. Принцип устройства такого умножителя с эмиттерами в виде жалюзи представлен на рис. 24.20. Вторичные электроны, испускаемые каким-либо эмиттером, попадают на следующую ступень непосредственно под действием разности потенциалов на этих ступенях. Однако некоторая часть первичных электронов может пройти в жалюзи эмиттера, не попадая на них и не вызывая

тем самым вторичной эмиссии, что приводит к некоторому снижению усиления прибора.

Современный умножитель этой группы имеет марку ФЭУ-12

Параметры и характеристики фотоэлектронных умножителей

Величина чувствительности фотокатодов современных фотоумножителей того же порядка, что вакуумных фотоэлементов ($10 \div 80$ мка/лм). Коэффициент усиления по току $K_y = \sigma^n$, где n — число ступеней умножения для типичных многоступенчатых умножителей достигает значений порядка 10^6 . Интегральная чувствительность умножителя γ , равная произведению чувствительности фотокатода на коэффициент усиления по току $\gamma = K_\phi K_y$, в зависимости от типа фотоумножителя и режима питания достигает значения от 1 до 100 а/лм. Однако следует иметь в виду, что максимальный выходной ток при этом не превышает нескольких миллиампер или нескольких десятков миллиампер.

Коэффициент усиления и интегральная чувствительность зависят от напряжения питания фотоумножителя и возрастают с увеличением напряжения. Такая зависимость для умножителей с электростатической фокусировкой (первая группа) представлена на рис. 24.21.

Существенным недостатком умножителей является понижение чувствительности со временем, называемое старением умножителя. Оно наблюдается в течение месяцев и может привести к уменьшению чувствительности на 20—25%. Основной причиной такого старения является влияние остаточных газов на эмиссионные свойства фотокатода и эмиттеров.

Понижение чувствительности умножителя может наблюдаться также в процессе работы вследствие утомления эмиттера на последних ступенях из-за больших токовых нагрузок. Такое снижение чувствительности является обратимым процессом. Чувствитель-

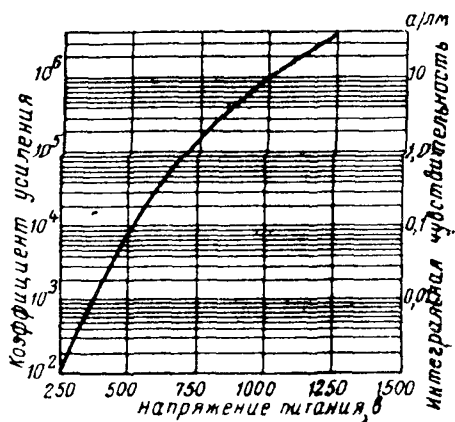


Рис. 24 21

ность восстанавливается после выдерживания умножителя в темноте. Эмиттеры из металлических сплавов утомляются значительно меньше сурьмяно-цезиевых и кислородно-цезиевых.

Темновым током I_T фотоумножителя называют ток, протекающий в анодной цепи прибора при включённом напряжении питания и полностью затемнённом фотокатоде. Причинами возникновения такого тока являются: термоэлектронная эмиссия фотокатода и эмиттеров, ток утечки, автоэлектронная эмиссия, ионная и оптическая обратная связь.

Термоэлектронная эмиссия составляет основную долю темнового тока. При комнатной температуре удельная термоэлектронная эмиссия сурьмяно-цезиевых фотокатодов составляет величины порядка $10^{-14} \div 10^{-15}$ а/см², а кислородно-цезиевых — $10^{-12} \div 10^{-13}$ а/см². Значительно меньшей термоэмиссией обладают поверхности из активированных металлических сплавов.

Токи утечки создаются через изоляцию между анодом и другими электродами по наружной поверхности цоколя или стеклянной колбы прибора, а также при образовании плёнок цезия на внутренних поверхностях изоляторов за счёт конденсации остаточных паров цезия на междуэлектродных промежутках при изготовлении фотоумножителя.

Иногда в фотоумножителях при большой разности потенциалов между ступенями (свыше 200 в) возникает холодная эмиссия с электродов. Для поверхностей с малой работой выхода эта эмиссия становится заметной уже при напряжённости электрического поля порядка 10^5 в/см. Для устранения возмож-

ности возникновения таких полей около краёв и острых углов электродов края электродов подгибают, а все углы закругляют.

Ионная обратная связь в умножителе может возникнуть вследствие того, что протекающий между электродами ток ионизирует атомы остаточного газа и паров цезия. Положительные ионы направляются к фотокатоду и к первым ступеням умножителя, бомбардируют их и выбивают вторичные электроны, создающие темновой ток. Поэтому при изготовлении фотоумножителей очень важно тщательное обезгаживание прибора. Оптическая обратная связь возникает вследствие того, что электроны в области анода вызывают люминесценцию стекла колбы и эмиттера, которая, освещая фотокатод, вызывает эмиссию фотоэлектронов с него.

Темновой ток зависит от напряжения питания и температуры фотоумножителя, возрастая с их повышением.

Основные параметры некоторых фотоумножителей, выпускаемых нашей промышленностью, приведены в табл. 24.4.

§ 24.3. Передающие телевизионные трубки

Общие сведения о передающих телевизионных трубках

В телевидении и в фототелеграфии изображение передаётся по электрическому каналу связи путём последовательной передачи (принцип поочерёдности) отдельных, достаточно малых участков, на которые разбивается изображение. На рис. 24.22



Рис 24.22

показана примерная разбивка изображения на такие маленькие участки: вся картинка разделена на горизонтальные «строки», каждая строка разделяется на элементарные участки, размеры которых определяются шириной строки. В фототелеграфных аппаратах, служащих для передачи неподвижных изображений в виде рисунков, схем, фотографий и т. п., узкий световой пучок с диаметром, равным ширине

строки, перемещается вдоль строк и поочерёдно проходит их, последовательно освещая элементы каждой строки. От плоскости картинки пучок света отражается в фотоэлемент и создаёт в нём ток, изменяющийся пропорционально изменению яркости поочерёдно освещаемых элементов строк. Этот изменяющийся ток фотоэлемента, несущий в себе «видеосигналы», усиливается и по проводам или по радио передаётся к приёмному устройству; здесь при помощи газосветной лампы, действующей на фотобу-

Таблица 24.4

Тип прибора	Тип фотокатода	Число ступеней усиления	Фокусировка	U_a отн. катода \bar{e}	U_g \bar{e}	Темновой ток мкА	Интегр. чувств. мкА/лм	Интегр. чувств. а/лм	Срок службы ч	Область спектральн. чувствит. А	λ максим. спектр. чувств.
ФЭУ-1 } ФЭУ-2 }	Сурьмяно-цезиевый	1		220	170	0,1		$0,6 \cdot 10^{-3}$	100	4000÷6000	4500
ФЭУ-11		12	электро-стат.	1700	равном распр. через делитель	0,8		5	1000	3300÷700	4200
ФЭУ-12		12	то же	1700	то же	0,8	50	5	1000	3600÷8000	4800
ФЭУ-13		12	»	1700	»	0,4		6	1000	3300÷7000	4200
ФЭУ-14	Сурьмяно-цезиевый	12	»	1700	»	0,4	60	6		3600÷8000	4800
ФЭУ-20		8	»	900	»	0,008	20	≥ 1		3000÷6000	3900
ФЭУ-25		9	»	1250	»	0,05		≥ 1		4000÷6000	
ФЭУ-29		13	»	2300 (макс.)	»	0,06	30	100		3000÷600	3900

магу, или каким-либо другим способом электрический ток преобразуется опять в световые сигналы, располагающиеся в том же порядке, что и элементы передаваемого изображения и с соответствующей яркостью, так что их совокупность будет воспроизводить всё передаваемое изображение. Так как неподвижное изображение для записи его в приёмнике нужно передать только один раз и скорость передачи его можно выбрать достаточно медленной, а мощность осветителя — достаточно большой, то в фототелеграфных аппаратах могут быть использованы с хорошими результатами обычные фотоэлементы с относительно небольшой чувствительностью.

В телевидении для передачи изображения передвигающихся предметов так же, как и в кино, всё изображение должно воспроизводиться на экране приёмника не менее 25 раз в секунду.

В современных телевизионных передатчиках оптическое изображение передаваемых предметов проектируется при помощи объектива в виде картинки, обычно с отношением сторон 4/3. Эта картинка («кадр») должна быть передана за $1/25$ сек, и для передачи необходимо её разбить, как было указано, на отдельные элементы, от числа которых зависит чёткость изображения. Для повышения качества изображения размеры элементов нужно уменьшить и соответственно увеличить их число, которое обычно определяется через число строк. Наши телецентры работают с числом строк 625. По указанным цифрам нетрудно подсчитать, что при числе строк 625 изображение стандартного размера должно содержать в себе $N=517\,775$ элементов, и время, в течение которого луч света от одного элемента действует на фотоэлемент, равно

$$\frac{1}{25 \cdot 517\,775} = 0,08 \cdot 10^{-6} \text{ сек} = 0,08 \text{ мсек.}$$

Если принять, что передаётся изображение предметов, находящихся в очень хорошо освещённой комнате (освещённость 500 лк), то световой поток от всего изображения, вычисленный с учётом рассеяния света предметами и потерь света в объективе, будет равен примерно 0,08 лм, а световой поток от одного элемента изображения равен только $1,54 \cdot 10^{-7}$ лм. При чувствительности фотоэлемента 50 мка/лм этот световой поток создаёт ток в фотоэлементе, равный $50 \cdot 1,54 \cdot 10^{-7} = 0,75 \cdot 10^{-5}$ мка, и за время действия светового луча в фотоэлементе пройдёт количество электричества $q = 0,75 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{-6} \cdot 0,08 \cdot 10^{-6} = 0,562 \cdot 10^{-18}$ к, т. е. только $3 \div 4$ электрона! Естественно, что в таком режиме флуктуации электронного тока фотоэлемента и шумы усилителя будут создавать чрезвычайно большие помехи, во много раз сильнее передаваемого видеосигнала, вследствие чего передача изображения будет невозможной.

Подсчёты показывают, что для получения видеосигналов с напряжением, превосходящим напряжение шумов в 20÷30 раз (как это требуется для хорошей телевизионной передачи), необходима освещённость в сотни раз бóльшая, чем освещённость, создаваемая прямыми солнечными лучами. Применение фотоэлектронного умножителя вместо фотоэлемента, так же как и применение некоторых специально разработанных для этой цели приборов (из которых следует упомянуть трубку Брауде, применявшуюся в довоенные годы на Ленинградском телецентре), дало более выгодное соотношение видеосигнала к помехам. Но эти приборы, подобно простому фотоэлементу, являются приборами поочерёдного действия, т. е. такими, в которых электрооптическое преобразование элементов изображения осуществляется последовательно (поочерёдно) и для получения телевизионного сигнала используется световой поток лишь от одного, передаваемого в данный момент, элемента изображения, что приводит к необходимости применения мощных световых потоков. Поэтому с такими приборами оказалось возможным обеспечить достаточно хорошую передачу только кинофильмов, для проекции которых можно использовать очень мощные источники света.

Проблема телевидения была практически решена лишь с появлением новых приборов, в которых используется принцип одновременности электрооптического преобразования всех элементов изображения, при сохранении принципа поочерёдности их передачи по каналу связи. В этом случае обеспечивается более длительное воздействие каждого элемента изображения на фотокатод и накопление энергии (заряда) в результате этого воздействия. Накопленная энергия используется затем для передачи телевизионного сигнала от каждого элемента изображения, что позволяет значительно снизить требуемую освещённость передаваемого изображения.

Работающие по такому принципу приборы называют трубками *с накоплением заряда*. Сущность их работы заключается в образовании на поверхности диэлектрика (или совокупности изолированных частиц) очень малых электрических зарядов, распределение которых по поверхности соответствует распределению светлых и тёмных мест в оптическом изображении. Для образования таких зарядов используются явления: фотоэмиссии, вторичной электронной эмиссии, фотопроводимости и возбуждённой (или наведённой) проводимости.

В соответствии с этим современные передающие телевизионные трубки можно классифицировать по характеру процесса, используемого в них для накопления заряда, а именно: трубки с фотоэмиссионным накоплением (иконоскоп, ортикон); трубки с вторично-эмиссионным накопителем (супериконоскоп, суперортикон); трубки с фотопроводящим накопителем (видикон); трубки с накопителем наведённой проводимости (ибикон).

Иконоскоп

Иконоскоп (от греческого «иконос» — изображение и «ско-пео» — смотрю) является первой телевизионной передающей трубкой с накоплением заряда, разработанной в 1931 г. и находящей применение в установках телекинопередач.

Схематическое устройство иконоскопа показано на рис. 24.23.

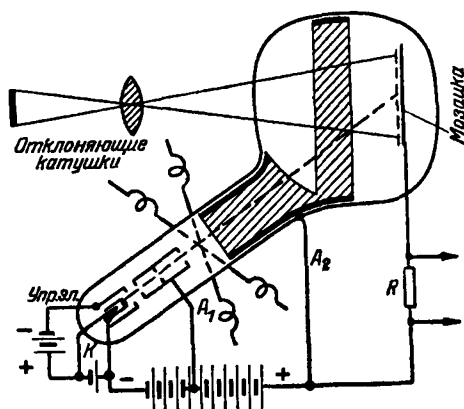


Рис. 24.23

В узкой стеклянной трубке, приваренной к основному широкому цилиндрическому баллону, помещён электронный прожектор, дающий пучок диаметром примерно 0,2 мм; вторым анодом прожектора служит металлический слой A_2 , нанесённый на внутренней поверхности баллона.

Электронный пучок, выходящий из прожектора, падает на вертикально расположенную в широкой части баллона пластинку, называемую «мозаикой». Мозаика состоит из слюдяного листка толщиной $0,02 \div 0,04$ мм, у которого передняя поверхность покрыта тонким слоем изолированных друг от друга мелких серебряных зёрен, активированных цезием.

Задняя сторона слюдяного листка покрыта проводящим слоем, называемым «сигнальной пластиной», от которой сделан вывод на стенке баллона иконоскопа.

Серебряные зёрна мозаики имеют диаметр $0,005 \div 0,01$ мм и расположены так густо, что электронный пучок, падающий на мозаику, покрывает одновременно несколько сотен зёрен. Каждое зерно мозаики представляет собой катод миниатюрного фотоэлемента со средней чувствительностью 5 мка/лм, и, кроме того, является обкладкой некоторого конденсатора, другой обкладкой которого служит сигнальная пластина. Ёмкость одного квадратного сантиметра поверхности мозаики по отношению к сигнальной пластине равна около 100 пф.

Снаружи узкой части стеклянного баллона расположены две пары отклоняющих катушек.

Через катушки, отклоняющие пучок по вертикали, пропускается пилообразный ток с частотой, равной частоте кадров, через другую пару катушек проходит пилообразный ток с частотой, равной произведению из числа строк на частоту кадров.

Под действием магнитного поля первых катушек электронный пучок медленно (в течение $1/25$ сек) перемещается по мозаике сверху вниз; в то же время под действием второй пары катушек пучок быстро перемещается по горизонтали, прочерчивая на мозаике одну за другой строки так, что в течение одного кадра электронный пучок пройдёт по всем участкам поверхности мозаики и затем опять начнёт своё движение с верхней строки.

На поверхность мозаики с помощью объектива проектируется оптическое изображение предметов, находящихся перед иконоскопом.

В иконоскопе электроны пучка падают на неосвещённую мозаику с большой скоростью, определяемой напряжением второго анода $750 \div 800$ в (поэтому такие трубки называют трубками с развёрткой быстрыми электронами), и выбивают с мозаики вторичные электроны, вследствие чего потенциал участка под пучком повышается до $+3$ в относительно второго анода.

Под действием возникающего тормозящего поля между мозаикой и вторым анодом около 75% вторичных электронов возвращается на мозаику и только 25% вторично-электронного тока доходит до анода. Возвращающиеся к мозаике электроны, падая на участки, уже пройденные пучком, снижают их потенциал и доводят его до значения — 1,5 в, соответствующего равновесному состоянию.

При проектировании на мозаику изображения потенциалы освещённых участков повышаются вследствие фотоэмиссии; новое равновесное значение потенциала устанавливается на каждом участке в зависимости от его освещённости при равенстве числа фотоэлектронов, уходящих с этого участка, числу вторичных электронов, приходящих на него. Эти значения потенциалов колеблются от —1,5 в на чёрных участках до +1 в в наиболее светлых участках изображения. Электронный пучок, покрывая тот или иной участок, повышает его потенциал за счёт вторичной эмиссии, как было сказано, до $+3$ в; при этом очевидно с более светлых участков, с которых уже ушло некоторое число фотоэлектронов, ток вторичной эмиссии будет меньше, чем с тёмных участков. В соответствии с изменением полного числа выбиваемых с того или иного участка электронов будет изменяться и количество вторичных электронов, переходящих с мозаики на второй анод. Переменная составляющая тока вторичных электронов на второй анод проходит через ёмкость между участком мозаики и сигнальной пластиной и создаёт на сопротивлении R напряжение видеосигнала.

Так как между мозаикой и вторым анодом устанавливается весьма небольшая разность потенциалов, которая у сильно освещённых участков делается даже тормозящей, то у поверхности мозаики создаётся сильный пространственный заряд. Вследствие этого ток фотоэмиссии с освещённых участков будет меньше тока насыщения, как показывают измерения, раз в пять и во столько же раз будет меньше рабочая чувствительность мозаики (вместо 5 мка/лм только 1 мка/лм).

В результате указанных причин переменный ток видеосигнала будет в двадцать раз меньше того тока, который можно было ожидать от иконоскопа без учёта явления вторичной эмиссии, вследствие чего фактически получаемый при использовании иконоскопа выигрыш по сравнению с обычным фотозлементом оказывается равным $10\,000 \div 20\,000$ вместо выигрыша в N раз.

Но и этого, конечно, достаточно для того, чтобы осуществить с иконоскопом телевизионную передачу при практически допустимой освещённости.

Из недостатков иконоскопа, снижающих качество передаваемых им изображений, надо отметить следующие. Выше было указано, что возвращающиеся на мозаику электроны поддерживают на ней равновесный потенциал, который на «уровне чёрного» (без освещения) равен — 1,5 в. При наличии изображения на мозаике равновесный потенциал различных участков различен и должен зависеть от степени их освещённости. Но фактически на величину этого потенциала влияет то, что возвращение электронов на мозаику зависит и от положения лучка, так как источником возвращающихся электронов в каждый момент является участок, покрытый пучком. Вследствие того что пучок, двигаясь слева направо и сверху вниз, быстро перескакивает с правого края строки на левый край новых строк, и с нижней строки кадра на верхнюю строку его, на участки мозаики, расположенные у её краёв, всегда возвращается электронов меньше, чем на центральные участки, которые поэтому будут всегда иметь более низкий равновесный потенциал, соответствующий меньшей освещённости. В результате в центральной части изображения (обычно ближе кверху и к левому краю его) появляется «чёрное пятно», интенсивность и точное расположение которого меняются в зависимости от распределения света и тени на мозаике, т. е. от содержания картинки. Чёрное пятно усиливается при увеличении тока пучка, нормальная величина которого в рабочем режиме равна $0,2 \div 0,3$ мка.

Другим недостатком иконоскопа является возникновение трапециевидных искажений в изображении, обусловленных тем, что пучок падает на поверхность мозаики под большим углом, и поэтому при одном и том же углом отклонения пучка нижние строки получают короче верхних. Для устранения чёрного пятна приходится применять специальные схемы, в которых создаются компенсирующие сигналы; для уничтожения трапециевидных искажений применяют специальной формы пилообразный ток в катушках строчной развёртки.

Зависимость чувствительности мозаики иконоскопа от освещённости является также недостатком его. У сильно освещённых участков мозаики равновесный потенциал возрастает и пространственный заряд около них усиливается, вследствие чего ток фотоэмиссии и чувствительность уменьшаются. Поэтому иконоскоп передаёт неискажённое изображение лишь в ограниченном диапазоне освещённости.

Основные данные режима питания и параметры выпускаемого нашей промышленностью иконоскопа ЛИ1 приведены в табл. 24.5.

Таблица 24.5

Тип. иконоскопа	Фокусир. и отклоняющ. система	U_n в	U_{a2} в	U_{a1} в	$-U_{mod}$ в	Освещ. мозаики лк	Разреш. способ. (строк)	Чувствит. лк	Долговечность ч
ЛИ1	электростатическая	6,3	1200	400	30	50	625	10÷15	200

Супериконоскоп

Для увеличения чувствительности иконоскопа следует, во-первых, создать у поверхности мозаики ускоряющее поле, которое нейтрализовало бы действие пространственного заряда выбиваемых из неё электронов и тем увеличило бы ток, идущий с участков мозаики на второй анод, и, во-вторых, повысить чувствительность мозаики.

В 1934 г. Л. А. Кубецкий предложил направлять поток вторичных электронов, выходящих с мозаики, в специальный вторично-электронный умножитель, конструктивно объединённый с иконоскопом, и использовать в цепи нагрузочного сопротивления усиленный в этом умножителе ток.

В 1933 г. П. В. Шмаков и П. В. Тимофеев предложили другой способ увеличения чувствительности иконоскопа. В их трубке, называемой супериконоскопом, или иконоскопом с переносом изображения, оптическое изображение проектируется не на мозаику, а на полупрозрачный фотокатод (рис. 24.24), с которого под действием ускоряющего поля второго анода оно в виде электронного изображения переносится на мозаику. Мозаика в этой трубке может быть нечувствительной к свету, но должна иметь возможно больший коэффициент вторичной эмиссии. В некоторых образцах супериконоскопов для этой цели используется поверхность слюдяной пластинки, которую сначала обрабатывают в режиме тлеющего разряда в атмосфере кислорода и затем осаждают на неё пары цезия. Электроны, летящие с большой скоростью с фотокатода на мозаику, выбивают с её поверхности новые вторичные электроны, которые в супериконоскопе

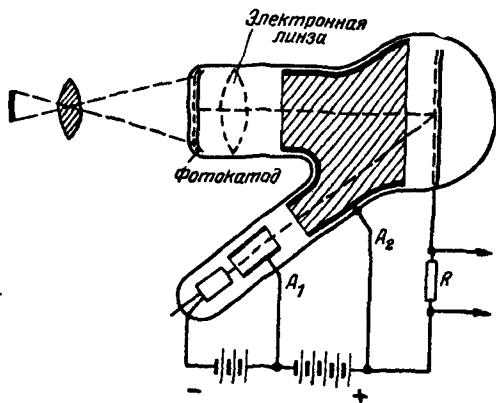


Рис. 24.24

играют такую же роль, как фотоэлектроны в обычных иконоскопах. Таким образом, супериконоскоп относится к разряду приборов с вторично-эмиссионным накопителем. В остальном рабочий процесс протекает так же, как в иконоскопе. Выигрыш в чувствительности здесь получается за счёт большей, чем у мозаики, чувствительности полупрозрачного фотокатода и за счёт усиления тока при вторичной эмиссии с мозаики. По сравнению с простым иконоскопом в супериконоскопе чувствительность увеличивается примерно в 10 раз. Для обеспечения неискажённого переноса изображения с фотокатода на мозаику в супериконоскопе необходимо применять специальную фокусировку электронного потока, выходящего с фотокатода. Несмотря на такую фокусировку, передать изображение без искажений удаётся только с центральной части фотокатода, что является недостатком этого прибора.

В дальнейшем иконоскопы с переносом изображения были значительно усовершенствованы и применяются для студийных телевизионных передач.

Основные данные режима питания и параметры некоторых супериконоскопов, выпускаемых нашей промышленностью, приведены в табл. 24.6.

Таблица 24.6

Тип прибора	Фокусировка и отклон. луча	U_k в	$-U_k$ относит. земли в	$-U_{\text{фотокат.}}$ относит. земли в	$-U_{\text{мод}}$ в	$U_{\text{рамки}}$ в	Освещ. лк
ЛИ7	магнитн.	12,6	1200	800	10÷100	-20÷+20	40
ЛИ101	«	12,6	1200	800	-10÷-100	-5÷+10	40

Ортикон

Весьма интересной по конструкции и по получаемым от неё результатам является трубка, получившая название ортикон (1939 г.) и относящаяся к разряду приборов с фотоэмиссионным накопителем заряда. Устройство ортикона показано на рис. 24.25 (вид сверху). В одном конце длинной цилиндрической трубки расположен электронный прожектор, состоящий из катода K , управляющего электрода B , первого анода A_1 и второго анода A_2 ; в другом конце прибора помещены фоточувствительная мозаика M , нанесённая на слой диэлектрика, промежуточный кольцеобразный электрод P и коллектор C , выполненный в виде широкого кольца на внутренней стенке прибора.

В средней части трубки расположены две пластины D_1 и D_2 , служащие для отклонения пучка в горизонтальном направлении (строчная развёртка) и две катушки L_1 и L_2 для вертикального отклонения пучка. Весь прибор помещён внутри длинной ка-

тушки L , создающей продольное магнитное поле для фокусировки электронного пучка. Сигнальная пластина мозаики через нагрузочное сопротивление R и катод соединены с землёй и имеют, таким образом, нулевой потенциал. На первый анод подаётся ускоряющее напряжение 350 в; на втором аноде и коллекторе напряжение около 200 в; напряжение промежуточного электрода P регулируется в пределах от нуля до 100 в.

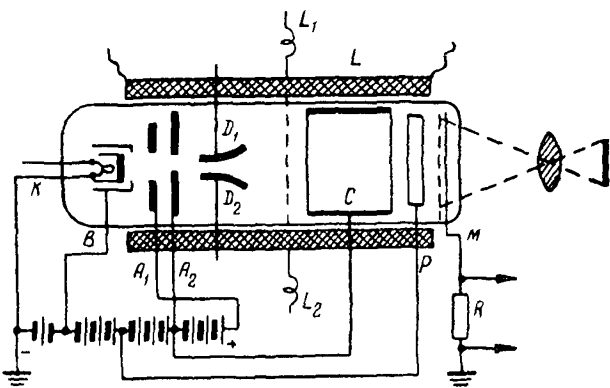


Рис 24.25

Оптическое изображение проектируется на мозаику сквозь сигнальную пластину, которая для этой цели сделана полупрозрачной (очень тонкий слой платины). Электроны пучка, двигающиеся вдоль трубки с большой скоростью, соответствующей напряжению электродов A_2 и C , при прохождении промежуточного электрода P с пониженным потенциалом постепенно тормозятся и подходят к мозаике с настолько малой скоростью, что выбивают из неё очень немного вторичных электронов (коэффициент вторичной эмиссии меньше единицы), вследствие чего потенциал мозаики оказывается близким к потенциалу катода. Такие трубки называют трубками с развёрткой медленными электронами.

При проекции изображения на мозаику с её освещённых участков вылетают фотоэлектроны и так как электрическое поле между мозаикой и промежуточным электродом является для этих электронов ускоряющим, то токи фотоэмиссии с мозаики будут токами насыщения и при этом значительно больше, чем в иконоскопах. Вследствие этого освещённые участки мозаики приобретают большие положительные заряды и потенциальный рельеф изображения на мозаике получается более глубоким. Электронный пучок, перемещающийся по поверхности мозаики, восстанавливает потенциал всех её участков до одинакового значения, равного потенциалу катода; чтобы быть в состоянии это сделать и на наиболее освещённых участках, пучок должен

иметь достаточно большой ток (до 2 мка), для чего на управляющий электрод *В* подаётся положительное напряжение.

Благодаря тому, что элементарные фотокатоды мозаики работают в режиме насыщения без ограничения пространственным зарядом, в ортископе принцип фотоэмиссионного накопления электрических зарядов используется лучше, чем в иконоскопе, и чувствительность ортископа получается до 70% от теоретической, что обеспечивает нормальную работу ортископа при весьма небольших освещённостях (10 ÷ 60 лк).

Вследствие отсутствия пространственного заряда около мозаики электроны, вышедшие с её поверхности, не будут возвращаться на неё и поэтому в ортископе нет чёрного пятна. Но при очень сильном освещении отдельных участков мозаики их положительный потенциал может стать настолько большим, что коэффициент вторичной эмиссии с этих участков делается больше единицы, вследствие чего при падении на эти участки пучка их потенциал возрастает ещё больше, распространяясь на соседние участки, и на мозаике появляется *светлое пятно*. Во избежание этого следует избегать сильного освещения мозаики в ортископе.

Небольшой размер мозаики в ортископе описанной конструкции (55 × 40 мм) и трудности фокусирования пучка медленных электронов в очень узкий луч позволяют получить число строк в разложении не свыше 400 ÷ 500, что ограничивает чёткость передаваемой картины.

Суперортископ

Во время второй мировой войны в США была сконструирована новая передающая трубка с вторично-эмиссионным накопителем заряда—суперортископ, или ортископ с переносом изображения. Первые промышленные образцы таких трубок появились в 1946 г.

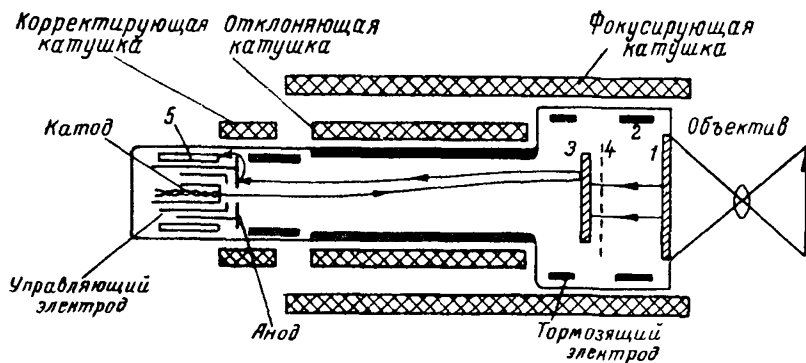


Рис. 24.26

Принцип устройства суперортископа приведён на рис. 24.26. С внутренней торцевой стороны баллона помещается полупрозрачный фотокатод 1. Излучаемые им электроны ускоряются кольцевым электродом 2 и попадают на мишень 3, проходя через сетку 4, расположенную на расстоянии 50 мк от мишени и

Таблица 24.7

Тип	Фокусир. и отклоняющая система	U_n в	$I_{на}$	$U_{фотокат.}$ и $U_{ускор.}$ в	$U_{мишени}$ в	$U_{тормоз}$ в	$U_{фокус.}$ в	$U_{умнож.}$ в	$U_{мод.зеп.}$ в	U_a в	Раб. площадь токагода мм ²	Наноб. освещ., лк	Чёткость в центре изобр. строк
ЛИ13	магн.	6,3	0,6	—(240÷450)	—3÷+5	0÷150	100—270	200÷300	—(5÷70)	290	28×28	5	625
ЛИ17	магн.	6,3	0,6	—(240÷450)	—3÷+5	0÷180	100÷240	200÷280	—95	285	24×32	5	625
ЛИ201	магн.	6,3	0,6	—(240÷450)	—3÷+5	50÷300	80÷300	200÷300	0÷—130	300	24×32	15	625
ЛИ202	магн.	6,3	0,6	—(240÷450)	—3÷+5	50÷300	80÷300	200÷300	—5÷—130	300	24×32	15	600
ЛИ203	магн.	6,3	0,6	—(240÷450)	—3÷+5	0÷150	100÷270	200—300	—5÷—70	290	28×28	5	900

Примечание: Напряжения указаны относительно катода.

имеющую относительно неё потенциал $+1\text{ в}$. Мишень представляет собой тонкую ($2 \div 3\text{ мк}$) стеклянную плёнку с коэффициентом вторичной эмиссии, большим единицы. Вторичные электроны, выходящие из мишени 3, собираются сеткой 4 и потенциал мишени стабилизируется.

На ёмкости мишень—сетка происходит накопление заряда. Так как толщина мишени очень мала, то на её поверхности, обращённой к прожектору, также образуется потенциальный рисунок передаваемого изображения. Если электронный луч падает на мишень перпендикулярно, если начальная скорость электронов луча равна нулю и контактная разность потенциалов между мишенью и анодом отсутствует, то развёртывающий луч приводит потенциал элемента мишени к потенциалу катода. Оставшаяся часть электронного луча «отражается» от мишени и направляется к катоду, образуя обратный луч, модулированный видеосигналом и направляемый в электронный умножитель 5, где он усиливается в $500 \div 1000$ раз.

Чувствительность суперортиконов так велика, что обеспечивает нормальную передачу изображения при освещённости всего лишь $5 \div 10\text{ лк}$. Суперортикон широко применяется как для студийных, так и внестудийных передач и для специальных целей.

В Англии в последних образцах суперортиконов помещают ещё одну сетку с другой стороны мишени для равномерного распределения на мишени положительных ионов и для собирания электронов, рассеиваемых около мишени.

Основные данные режима питания и параметры суперортиконов, выпускаемых нашей промышленностью, приведены в табл. 24.7.

Видикон

Передающие телевизионные трубки, в которых используется явление внутреннего фотоэффекта (фотопроводимости), получили название видикон, их называют также резистрон, квантикон, статикон, или трубки с фотосопротивлением. Идея такой трубки была предложена ещё в 1925 г. А. А. Чернышёвым, а первые эксплуатационные образцы появились лишь в 1950 г.

Разработаны различные типы видиконов: с высокоомным либо с низкоомным фотопроводящим слоем; с коммутацией медленными либо быстрыми электронами. Принцип устройства видикона с высокоомным фотопроводящим слоем и коммутацией медленными электронами показан на рис. 24.27. На внутреннюю торцевую поверхность баллона трубки нанесён полупрозрачный металлический слой (золото, окись меди или индия) 1, выполняющий роль сигнальной пластинки. На этот слой наносят фотосопротивление 2 в виде плёнки селена, трёхсернистой сурьмы или другого материала.

Перед слем фотосопротивления помещается специальная сетка 3, находящаяся под потенциалом ближайшего к ней фокусирующего электрода 4. Эта сетка создаёт перед фотосопротивлением однородное тормозящее поле и обеспечивает нормальное падение электронов на фотосопротивление по всей его по-

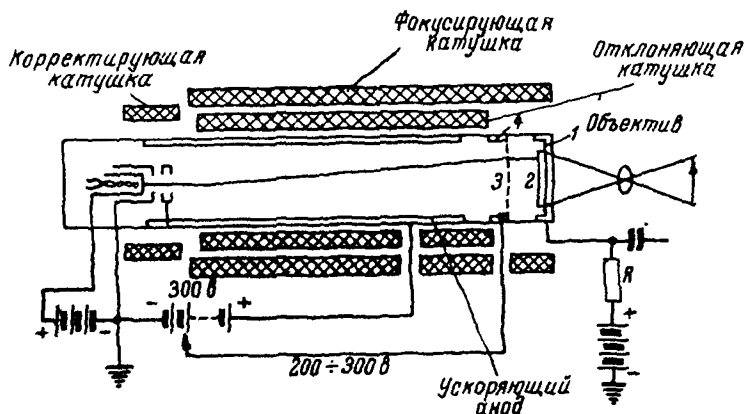


Рис. 24.27

верхности, а также препятствует образованию ионного пятна на слое.

Электронный луч, проходя сетку, попадает в сильно тормозящее поле. У слоя фотосопротивления скорость электронов уменьшается до величины, определяемой потенциалом элемента поверхности слоя. Этот потенциал, в свою очередь, определяется потенциалом сигнальной пластины (порядка 20 в) и величиной проводимости элемента слоя. Попадая на слой, электроны вызывают с него вторичную эмиссию, но с коэффициентом $\sigma < 1$. В результате этого потенциал элемента слоя, куда попал луч, понижается и достигает значения, близкого к потенциалу катода.

Так как потенциал сигнальной пластины выше потенциала катода, то электроны начинают переходить на неё, потенциал на поверхности элемента мишени со стороны прожектора растёт и приближается к потенциалу сигнальной пластины (происходит разряд элемента мишени на его сопротивление) до момента прихода луча. При попадании луча на мишень потенциал элемента опять станет равным потенциалу катода. Такое изменение потенциала мишени электронным лучом, обусловленное изменением заряда на поверхности слоя со стороны прожектора, и представляет собой видеосигнал. В зависимости от освещённости сопротивление элемента мишени изменяется. На белом

его сопротивление меньше, чем на чёрном, и на фотосопротивлении со стороны прожектора создаётся потенциальный рисунок.

Таким образом, видикон является трубкой с фотопроводящим накопителем заряда.

Примером видикона с коммутацией быстрыми электронами является выпускаемая нашей промышленностью передающая телевизионная трубка ЛИ-18, предназначенная для использования в установках промышленного телевидения. В этой трубке электронный луч (при коммутации) вызывает вторичную эмиссию элемента сопротивления с коэффициентом $\sigma > 1$. В этом случае потенциал поверхности элемента слоя повышается, стремясь к значению потенциала коллектора, и элемент оказывается заряженным положительно. Потенциал сигнальной пластины при этом должен быть отрицательным относительно коллектора. Образование сигнала в этих трубках происходит за счёт изменения заряда накопителя, которое определяется разностью между зарядом, приносимым лучом, и зарядом, уносимым теми вторичными электронами, которые уходят на коллектор. Некоторая же часть вторичных электронов возвращается на фотопроводящий слой и уменьшает его положительный заряд.

Видиконы имеют малые размеры и обладают высокой чувствительностью, однако их существенным недостатком является повышенная инерционность, особенно при малых освещённостях. Такие трубки находят применение в установках промышленного телевидения, в телекинопередатчиках и в камерах цветного телевидения. В последнем случае устройство фотослоя и сигнальной пластины, а также размеры прибора значительно отличаются от обычного видикона, кроме того, в этом случае используются специальные светофильтры (красные, синие и зелёные).

Основные данные режима питания и параметры видикона ЛИ18, выпускаемого нашей промышленностью, приведены в табл. 24.8.

Т а б л и ц а 24.8

Тип	Фокусир. и отклон. система	U_n в	U_a в	$-U_{mod}$ в	$-U$ фото- сопротив. относит. ка- тода, в	Освещ. фотосоп- ротивле- ния, лк	Величина сигнала мкв	Долго- вечность ч
ЛИ18	магнитн.	6,3	400	0÷140	0÷200	1,5	не менее 0,2	100

Разновидностью видикона является трубка, известная под названием «кондуктрон». В ней применяется электростатическое отклонение луча и используется более низкоомное, чем в видиконах, фотосопротивление в виде слоя сернистого кад-

мия. Кондуктрон практически работает без накопления заряда, однако используется он при тех же освещённостях, что и видикон, благодаря высокому квантовому выходу сернистого кадмия.

Ибикон

Пределом чувствительности передающих телевизионных трубок является чувствительность, ограниченная шумами, возникающими в процессе преобразования светового потока в фототок. В современных трубках этот предел не достигается, так как к шумам преобразования добавляются ещё шумы коммутирующего электронного луча, а также шумы предварительного усилителя изображения (в случае его применения). Поэтому для повышения чувствительности трубки необходимо усиливать фототок до процесса коммутации электронным лучом накопленного заряда. Такое предварительное усиление фототока осуществляется в разработанных и испытанных в лабораторных условиях передающих телевизионных трубках, названных ибиконом. В этих трубках для накопления заряда и усиления фототока до коммутации используется явление возбуждённой (наведённой) проводимости в диэлектрике.

Принцип устройства ибикона показан на рис. 24.28а.

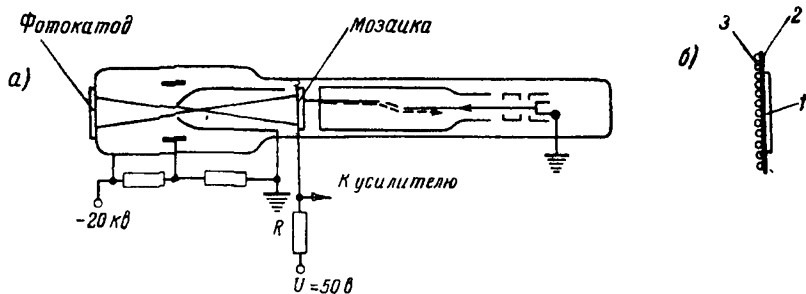


Рис 24.28

Мишень ибикона (рис. 24.28б) представляет собой достаточно тонкий ($1,5\text{ мк}$) слой диэлектрика 1, нанесённый на тонком ($0,2\text{ мк}$) алюминиевом электроде 2, являющимся сигнальной пластиной. Слой диэлектрика вместе с алюминиевым электродом укрепляется на мелкоструктурной сетке 3 с большой прозрачностью. На сигнальную пластину подаётся небольшое (50 в), положительное относительно катода, напряжение, которое практически не вызывает тока через диэлектрик, так как проводимость его очень мала. Электроны, излучаемые фотокатодом

(рис. 24.28а), попадают в сильное ускоряющее поле (20 кВ) и за счёт полученной ими энергии проникают сквозь тонкий слой алюминия, попадают в диэлектрик и, изменяя его проводимость, вызывают в нём возбуждённый ток I , значительно большей величины, чем ток I_0 самого электронного потока.

Отношение токов $\frac{I}{I_0} = x$ называют коэффициентом усиления возбуждённой проводимости (подобно коэффициенту вторичной эмиссии σ). Величина x различна для различных материалов: например, для селена $x = 100$, для трёхсернистого мышьяка $x = 40\,000$. Величина x зависит также от толщины слоя диэлектрика¹⁾ и его температуры, от ускоряющего напряжения, от напряжения сигнальной пластины и от плотности тока I_0 .

В результате облучения диэлектрика электронным потоком от фотокатода, изменяющимся в соответствии с освещённостью элементов передаваемого изображения, различные элементы диэлектрика будут обладать различной проводимостью. Вследствие этого на стороне мишени, обращённой к прожектору, создаётся потенциальный рельеф. Электронный луч прожектора, коммутирующий поверхность мишени, приводит поочерёдно потенциалы элементов слоя к потенциалу катода и через нагрузочное сопротивление R будет протекать ток $I = I_0 x$, изменяющийся в соответствии с освещённостью элементов передаваемого изображения и образующий выходной сигнал.

Ибикон обладает значительно большей (в 100 раз) чувствительностью, чем суперортикон, и работает при весьма малых освещённостях ($5 \cdot 10^{-4}$ лк) и с более низким уровнем шумов.

§ 24.4. Запоминающие трубки

Общие понятия о запоминающих трубках

Запоминающими трубками, или потенциалоскопами, называют электронно-лучевые трубки, обладающие способностью сохранять на протяжении определённого времени электрические сигналы, записанные в форме зарядов на поверхности диэлектрика, а затем воспроизводить их в требуемый момент времени.

В запоминающих трубках осуществляются следующие основные процессы: «запись» сигнала, сохранение его в течение необходимого времени («запоминание»), воспроизведение сигнала в любой момент времени («считывание»), подготовка прибора к новой записи («стирание» записанного сигнала).

Запоминающие трубки применяются: для записи и длительного воспроизведения нестационарных процессов; для сравнения сигналов при невозможности их одновременного получения; для

¹⁾ Оптимальной величиной является толщина слоя, несколько меньшая глубины проникновения электронов записывающего луча в диэлектрик.

выделения движущихся целей в радиолокационных индикаторах; для преобразования радиолокационных сигналов в телевизионные сигналы; в счётно-решающих устройствах и др.

Существует ряд методов записи, считывания и стирания сигналов и в соответствии с этим разработано большое число различных конструкций запоминающих трубок. Рассмотрим некоторые из них.

Графekon

Устройство графekonа показано на рис. 24.29. Трубка имеет два электронных прожектора — записывающий 1 и считывающий 2¹⁾, и потенциалоноситель, состоящий из мишени 3 — тонкой (не более 0,5 мк) плёнки хорошего диэлектрика (например, фтористого магния), нанесённой на поверхность сигнальной пластины 4, изготовленной из тонкой алюминиевой фольги и металлической сетки 5, имеющей большую прозрачность для электронов. На сигнальную пластину подаётся постоянное напряжение, так что между ней и заряженной внешней поверхностью мишени создаётся некоторая разность потенциалов.

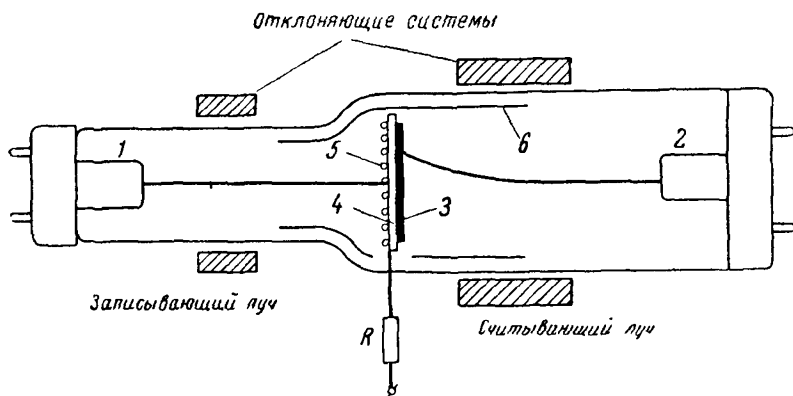


Рис. 24.29

Запись сигнала осуществляется развёртыванием по поверхности мишени записывающего электронного луча, модулированного по интенсивности записываемыми сигналами. Электроны луча, ускоренные напряжением в 10 кВ, пронизывают сетку 5 и тонкий слой фольги 4, попадают в диэлектрик 3 и изменяют проводимость отдельных его элементов. В результате этого на

¹⁾ В другой конструкции графekonа оба прожектора: записывающий и считывающий — располагаются с одной стороны от потенциалоносителя.

поверхности диэлектрика образуется потенциальный рельеф в соответствии с сигналом.

При считывании сигнала поверхность мишени 3 развёртывается вторым (немодулированным) лучом, имеющим энергию около 1000 э-в. За счёт выбивания из диэлектрика мишени вторичных электронов с коэффициентом вторичной эмиссии $\sigma > 1$ потенциалы элементов мишени выравниваются и повышаются

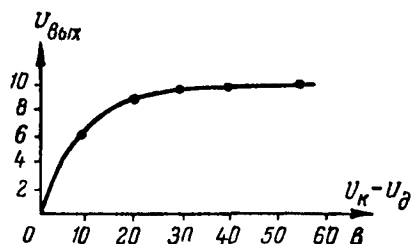


Рис. 24.30

до напряжения коллектора b , а в цепи сигнальной пластины появляются соответствующие ёмкостные токи. Эти токи создают на сопротивлении нагрузки R , включённом в цепь сигнальной пластины, падение напряжения, изменяющееся в соответствии с сигналом.

Величина выходного сигнала зависит от глубины потенциального рельефа, образованного при записи. Зависимость выходного сигнала (в произвольных единицах) от разности потенциалов между коллектором и диэлектриком представлена на рис. 24.30. Горизонтальный участок кривой соответствует насыщению вторичной эмиссии, когда все вторичные электроны, выбиваемые из диэлектрика, собираются коллектором и величина считываемого сигнала не зависит от тока записывающего луча. Рабочим участком характеристики является восходящий участок; в этом режиме величина видеосигнала пропорциональна току записывающего луча.

Длительность сохранения изображения в графеконе при считывании достигает нескольких минут. Без считывания потенциальный рельеф сохраняется в течение нескольких десятков дней.

Так как в процессе считывания происходит снятие потенциального рельефа, то специального стирания сигнала в графеконе не требуется.

Основным применением графекона является преобразование показаний индикатора радиолокационной станции в телевизионные видеосигналы.

Запоминающие трубки с видимым изображением

Принцип устройства и работы одной из таких трубок можно пояснить, пользуясь рис. 24.31.

Электронный луч проходит сквозь мелкоструктурную сетку-экран (ЭС) и сетку потенциалоносителя (СМ), покрытую

со стороны, противоположной электронному лучу, слоем диэлектрика M . За потенциалоносителем расположен коллектор-отражатель в виде сетки KO , а за ним — люминесцирующий экран \mathcal{E} на прозрачной подложке из диэлектрика.

При записи на коллектор-отражатель KO подаётся постоянный отрицательный потенциал, чтобы поле для электронов, проходящих сквозь потенциалоноситель, было тормозящим. Электронный луч развёртывается и модулируется по интенсивности записываемым сигналом. Проникая сквозь отверстия потенциалоносителя CM , первичные электроны попадают в тормозящее поле коллектора - отражателя, возвращаются на мишень M и выбивают из неё вторичные электроны с коэффициентом вторичной эмиссии $\sigma > 1$. На поверхности мишени образуется положительный потенциальный рельеф, соответствующий записываемому сигналу.

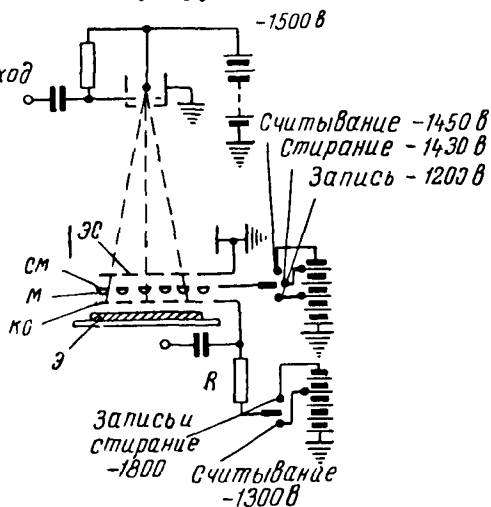


Рис. 24.31

При считывании на коллектор - отражатель подаётся постоянный потенциал, более высокий, чем потенциал сетки потенциалоносителя, тогда все электроны немодулированного луча, проходящие потенциалоноситель, собираются коллектором-отражателем. Количество этих электронов, а следовательно, и ток в цепи коллектора-отражателя будет зависеть от потенциала мишени в месте прохождения луча, т. е. от её потенциального рельефа, образованного при записи сигнала.

В результате этого напряжение на сопротивлении нагрузки, включённом в цепь коллектора-отражателя, и яркость свечения отдельных элементов экрана будут изменяться в соответствии с сигналом.

Стирание потенциального рельефа осуществляется тем же немодулированным электронным лучом. При этом на электроды трубки подаются такие напряжения, чтобы при возвращении первичных электронов от коллектора-отражателя к мишени, они выбивали бы вторичные электроны с элементов мишени с коэффициентом вторичной эмиссии $\sigma < 1$. Тогда потенциалы всех элементов мишени понижаются до потенциала катода электронного прожектора.

Вычитающие трубки

Эти трубки известны также под названием радекон, или за-
поминающих трубок с барьерной сеткой. Принцип устройства
и работы трубки можно пояснить, пользуясь рис. 24.32. На
расстоянии нескольких десятков микрон от поверхности ди-
электрика (мишени M) помещается тормозящая мелкострук-
турная сетка-барьер C . В зависимости от потенциала этой сетки

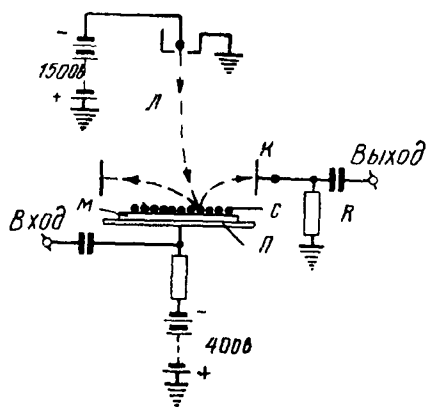


Рис. 24.32

большее или меньшее количе-
ство вторичных электронов,
выбиваемых из мишени при её
развёртывании немодулиро-
ванным лучом при $\sigma > 1$, прой-
дёт сквозь неё к коллектору K ,
потенциал которого выше по-
тенциала сетки.

Записываемый сигнал по-
даётся на сигнальную пласти-
ну Π .

В отсутствие сигнала по-
верхность мишени при развёр-
тывании её постоянным (немоду-
лированным) электронным
лучом приобретает некоторый
равновесный потенциал, пре-
вышающий потенциал барьер-

ной сетки. При подаче сигнала изменение потенциала сигналь-
ной пластины вызывает почти такое же изменение потенциала
поверхности мишени, а следовательно, и изменение заряда на
линиях, которые прочерчивает на мишени электронный луч при
его развёртке во время записи. Одновременно с записью происхо-
дит считывание сигнала, записанного в предыдущий период раз-
вёртки, так как немодулированный электронный луч, вызывая
вторичную эмиссию с поверхности мишени, противодействует
изменениям потенциалов отдельных элементов мишени за счёт
воздействия сигнала и приводит их к первоначальному равно-
весному значению. Изменения тока мишени вызывают соответст-
вующие изменения тока коллектора и напряжения на сопротивле-
нии нагрузки в его цепи. При этом ток коллектора при считы-
вании непосредственно является мерой разности напряжения
сигнала того или иного элемента мишени в данный период раз-
вёртки и напряжения сигнала этого же элемента в предыдущий
период. Если подавать новые входные сигналы, то напряжение
на сопротивлении нагрузки будет соответствовать разности на-
пряжения, создаваемого новым сигналом и предыдущим, запи-
санным до этого.

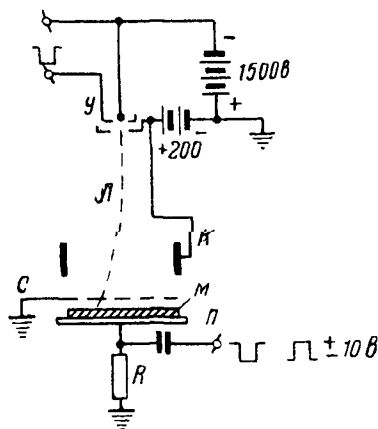
Стирание записанного сигнала как самостоятельная опера-
ция в трубках с барьерной сеткой не осуществляется.

Запоминающие трубки для вычислительных устройств

Для применения в вычислительных устройствах разработаны специальные конструкции запоминающих трубок. Рассмотрим коротко устройство и принцип действия одной из них.

Трубка является однолучевой (рис. 24.33а). Тонкий слой диэлектрика M , нанесённый на металлическую сигнальную пластину Π ,

а)



б)

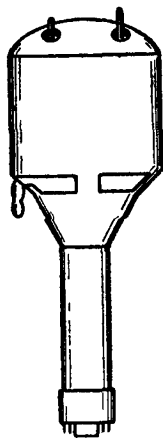


Рис. 24.33

стину Π , образует мишень потенциалоносителя. Перед мишенью помещается сетка C и коллектор K .

Входные сигналы в виде импульсов положительной или отрицательной полярности подаются на сигнальную пластину Π . Одновременно с подачей входных сигналов луч включается на короткий промежуток времени при помощи положительных импульсов, подаваемых на управляющий электрод прожектора $У$, и, попадая на соответствующий элемент мишени M , выбивает из него вторичные электроны с коэффициентом вторичной эмиссии $\sigma > 1$. В результате элемент мишени заряжается до потенциала, близкого по величине к потенциалу входного сигнала и обратного ему по знаку. При последовательном перемещении луча с одного элемента мишени на другой они заряжаются до потенциала той или иной полярности, в зависимости от полярности сигнала. Так осуществляется запись сигналов.

При считывании электронный луч развёртывают по мишени при потенциале сигнальной пластины, равном нулю. Попадая последовательно на элементы мишени, луч вновь заряжает их

приблизительно до потенциала сигнальной пластины (т. е. до нуля). При этом на сопротивлении нагрузки R создаются выходные импульсы той или иной полярности. Таким образом, сигналы, накопленные элементами мишени, различаются полярностью выходных импульсов. Необходимость стирания потенциального рельефа отсутствует, так как элементы мишени приобретают равновесный потенциал независимо от их первоначальных потенциалов.

Внешний вид такой трубки показан на рис. 24.33б.

Основные данные выпускаемых нашей промышленностью запоминающих трубок для вычислительных устройств с модуляцией на сигнальную пластину приведены в табл. 24.9.

Таблица 24.9

Тип	Фокусир. и отключающая система	U_n	$U_{кат}$	$-U_{упр}^{1)}$	U_{a1}	$U_{колл}$	U_{a2}	$U_{сетки}$	$U_{сигн}$				Число запоми- нающ. элементов
									запись		считывание $\frac{в}{с}$	τ мс/сек	
									един. $\frac{в}{с}$	нуль $\frac{в}{с}$			
ЛН1	электро- стат.	6,3	—1500	15÷70	—1200	±200	±200	0	±10	—10	0	8	1024
ЛН4	то же	6,3	—1500	15÷70	—1300	±200	±200	0	±16	—16	0	4	2048

¹⁾ Относительно катода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассматривая устройство и основные свойства различных электронных приборов, мы указывали их назначение и области применения. Даже из этих кратких и неполных указаний совершенно отчётливо видно, насколько широко и разнообразно применение электронных приборов в современной технике связи, радиолокации, телевидении и пр. На протяжении всего курса выявлялась тесная связь развития электроники с развитием и достижениями радиотехники.

Эту связь необходимо иметь в виду при суждении о задачах и перспективах развития электровакуумной техники, которые определяются основными тенденциями в развитии радиоэлектроники.

Большой количественный рост применения электронных приборов во всех областях техники, значительное увеличение числа ламп в одном объекте, повышение ответственности функций, выполняемых электронными приборами в современной радиоэлектронной аппаратуре, — всё это поставило в качестве важнейшей проблемы современного развития электронных приборов проблему повышения их эксплуатационной надёжности и долговечности.

Характерной чертой современного развития электронных приборов массового применения является уменьшение их размеров. Этот процесс, начавшийся в 30-х годах, ещё далеко не закончен и от него можно ожидать и в дальнейшем существенных результатов. Много также предстоит ещё сделать в области повышения экономичности электронных приборов.

Важнейшим требованием, которому должна удовлетворять конструкция современного электронного прибора массового применения, является приспособленность к массовому производству. Следует отметить, что в отношении перехода к автоматизированному производству электронных приборов сделаны ещё только первые шаги.

Можно ожидать, что указанные направления развития электронных приборов могут уже в ближайшее время привести к коренным изменениям в их конструкции и к соответствующим изменениям в радиоэлектронной аппаратуре.

В последние годы было достигнуто значительное улучшение электрических параметров электронных приборов. Однако в этом направлении можно ожидать и в дальнейшем существенных результатов.

Одной из актуальных проблем современной электроники является разработка и усовершенствование электронных приборов для генерирования и усиления электромагнитных колебаний сверхвысоких частот. Огромные успехи в освоении сверхвысокочастотного диапазона обусловлены появлением и применением разработанных специально для этой цели электронных приборов: клистронов, магнетронов, ламп бегущей волны, ламп обратной волны и др. Но эти приборы, конечно, требуют ещё большой работы по их усовершенствованию и основным задачам в этом отношении являются: расширение частотного диапазона в сторону миллиметровых волн, разработка конструкций с широким непрерывным диапазоном частот, улучшение электрических показателей работы этих приборов (по мощности, эффективности, стабильности и т. п.), разработка конструкций, более простых по технологии производства и более надёжных по качеству работы. Весьма важной в теоретическом и практическом отношении является проблема улучшения взаимодействия электронного пучка с быстропеременным электромагнитным полем. Первые шаги в этом направлении привели к появлению ламп с бегущей и обратной волной. Трудности конструирования приборов со скоростной модуляцией сильно возрастают при повышении рабочих частот и, как показывает опыт, весьма велики в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн. Преодоление этих трудностей достигается путём разработки новых методов преобразования энергии.

Было бы ошибочно считать, что в связи с успехами в освоении диапазона сверхвысоких частот, где применяются клистроны, магнетроны, лбв, лов и другие специальные электронные приборы, потеряли своё значение «обычные» электронные лампы с электростатическим управлением. Все приёмно-усилительные устройства сверхвысокочастотных установок имеют специфические для сверхвысоких частот особенности только во входных ступенях (усиление и преобразование свч), дальнейшие же ступени, начиная с усиления промежуточной частоты, работают на обычных лампах, которые нельзя считать доведёнными до совершенства. Поэтому улучшение качества этих ламп также является важной задачей в общем плане работ по усовершенствованию электровакуумных приборов. В качестве ближайших задач, непосредственно вытекающих из опыта эксплуатации радиоустановок, можно указать следующие.

Необходимо совершенствовать имеющиеся и разрабатывать новые конструкции ламп на возможно более высокие частоты, включая и диапазон сантиметровых волн; то, что уже сделано в этом отношении, не исчерпывает ещё всех возможностей. Не-

обходимы новые типы высокочастотных пентодов с повышенной крутизной, низким уровнем шумов и малыми междуэлектродными ёмкостями для широкополосных усилителей в диапазоне укв. Для ламп батарейного питания, используемых в малых передвижных установках или в сельских местностях, надо разработать более эффективные катоды с возможно большей долговечностью. Для повышения экономичности ламп следует улучшить токораспределение в них и обеспечить большую стабильность характеристик. Уменьшение габаритов ламп и повышение их механической прочности являются также необходимым условием для создания удобной и надёжной аппаратуры.

Всё указанное почти целиком относится и к генераторным лампам, для которых следует отметить ещё дополнительные, обусловленные спецификой их работы требования, а именно: применение стойких и высокоэффективных катодов в лампах повышенной мощности, уменьшение токов термоэлектронной эмиссии и вторичной эмиссии в цепи управляющей сетки, увеличение полезной мощности лампы без увеличения размеров электродов. В области мощных генераторных ламп важной задачей является разработка необходимого ассортимента ламп с принудительным воздушным охлаждением электродов вместо водяного охлаждения, что значительно упрощает сооружение и эксплуатацию мощных радиостанций.

Особо следует отметить необходимость разработок новых импульсных ламп, применение которых с каждым годом расширяется. Увеличение мощности до десятков тысяч киловатт в отдельной лампе, расширение рабочего диапазона вплоть до сантиметровых волн, разработка новых эффективных катодов, способных давать большую эмиссию при длительных импульсах — вот задачи, которые ставятся импульсной радиотехникой и которые по сложности их решения требуют большой напряжённой работы.

Не касаясь детально всех проблем и частных задач, стоящих перед электровакуумной техникой в области ионных приборов, отметим только важность разработки управляемой ионной лампы, которая в связи с возможностью получения при разряде в газе весьма больших токов может дать чрезвычайно простое и выгодное решение задачи генерирования больших импульсных мощностей. Для промышленности, энергетики и всего народного хозяйства велико также значение проблемы создания сверхмощных высоковольтных ионных преобразователей переменного тока в постоянный и постоянного тока в переменный.

Проблема усовершенствования и разработка новых фотоэлектрических приборов (фотоэлементов, передающих телевизионных трубок и т. п.) является одной из важных задач, которые стоят перед электроникой и должны быть разрешены в ближайшие годы. Те успехи, которые достигнуты в этом на-

правлении за последнее десятилетие, обуславливают развитие телевидения, автоматики и телемеханики.

Большие успехи за последние годы имеются в области электронно-лучевых осциллографических и запоминающих трубок. Однако они требуют дальнейшего усовершенствования. Здесь следует указать на такие задачи, как повышение скорости записи, увеличение яркости и разрешающей способности трубок, получение очень малого послесвечения, получение послесвечения с заданным и регулируемым законом, изменение яркости во времени, уменьшение габаритов трубок при одновременном увеличении размеров экрана. Для запоминающих трубок важными проблемами являются увеличение ёмкости запоминающих устройств, повышение стабильности работы, упрощение конструкции.

Последнее десятилетие ознаменовалось бурным развитием полупроводниковой электроники. Эта молодая область техники сулит огромные возможности коренного усовершенствования радиоэлектронной аппаратуры, уменьшения её габаритов и веса, повышения экономичности, что, в свою очередь, позволяет значительно расширить области применения радиоэлектронной аппаратуры и её функциональные возможности. Однако полупроводниковые приборы требуют ещё значительного усовершенствования в отношении их надёжности, стабильности, диапазона частот и мощностей, удешевления и упрощения их производства. Важной задачей является создание стройной теории процессов, протекающих в полупроводниковых приборах. Несомненно, что уже в ближайшие годы полупроводниковые приборы займут почётное место среди всех других электронных приборов, применяемых в современной технике.

Современные достижения и перспективы дальнейшего прогресса электроники имеют большое значение для дальнейшего развития народного хозяйства, повышения уровня культуры, укрепления могущества нашей Родины и строительства коммунистического общества.

ЛИТЕРАТУРА

Общая литература по курсу электровакуумных приборов

- 1 А. А. Шапошников. Электронные и ионные приборы. Госэнергоиздат, 1952.
- 2 К. Р. Шпангенберг. Электронные лампы. Под редакцией С. А. Оболенского. Изд. «Советское радио», т. 1 и 2, 1953—1954.
- 3 А. Бекк. Электронные лампы. Теория и конструирование. Изд. «Советское радио», 1958.

Литература по электронной эмиссии, катодам и электронной оптике

- 1 Г. Герман и С. Вагнер. Оксидный катод. Гостехиздат, 1949
- 2 В. Глазер. Основы электронной оптики. Гостехиздат, 1957.
- 3 Дж. Р. Пирс. Теория и расчёт электронных пучков. Изд. «Советское радио», 1956

Литература по приёмно-усилительным и генераторным электронным лампам

- 1 М. Д. О. Стрэтт. Современные многосеточные электронные лампы, т II Оборонгиз, 1940
- 2 Б. М. Царев. Расчёт и конструирование электронных ламп. Госэнергоиздат, 1952.
- 3 А. Вандер-Зил. Флуктуации в радиотехнике и физике. Госэнергоиздат, 1958.

Литература по электронным приборам для сверхвысоких частот

- 1 С. Д. Гвоздовер. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. Гостехиздат, 1956.
- 2 В. Ф. Коваленко. Введение в электронику сверхвысоких частот. Изд. «Советское радио», 1955.
- 3 Лампа с бегущей волной. Под редакцией В. Т. Овчарова. Изд. «Советское радио», 1952.
- 4 В. И. Калинин и Г. М. Герштейн. Введение в радиофизику. Гостехиздат, 1957.
- 5 В. М. Лопухин. Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками. Гостехиздат, 1953.
- 6 В. Н. Шевчик. Основы электроники сверхвысоких частот. Изд. «Советское радио», 1959.
- 7 Ю. А. Кацман. Вопросы теории многорезонаторных клистронов. Связьиздат, 1958.

Литература по ионным приборам

1. Н. А. Капцов. Электрические явления в газах и вакууме. Гостехиздат, 1950.
2. И. Л. Каганов. Электронные и ионные преобразователи. Госэнергоиздат, т. I, 1950; т. II, 1955.
3. Ю. Д. Болдырь, А. В. Красилов. Газоразрядные приборы. Оборонгиз, 1939.
4. А. Энгель и М. Штенбек. Физика и техника электрического разряда в газах. ОНТИ, т. I, 1935 и т. II, 1936.

Литература по фотоэлектрическим приборам и электронно-лучевым трубкам

1. С. Ю. Лукьянов. Фотоэлементы. Изд. АН СССР, 1948.
2. М. Я. Муляров. Электроннолучевые приборы. Госэнергоиздат, 1954.
3. М. Кноль и Б. Кэйзан. Электроннолучевые трубки с накоплением зарядов. Госэнергоиздат, 1955.

Литература по полупроводниковым приборам

1. В. Шокли. Теория электронных полупроводников. Изд. ИЛ, 1953.
2. Полупроводниковые приборы и их применение. Под редакцией Я. А. Федотова. Изд. «Советское радио», вып. 1—5, 1956—1960.
3. А. Лоу, Р. Эндрес и др. Основы полупроводниковой электроники. Изд. «Советское радио», 1958.
4. А. И. Губанов. Теория выпрямляющего действия полупроводников. Гостехиздат, 1956.

О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
От издательства	3
Из предисловия ко 2-му изданию	4

Глава 1

Общие сведения об электронных и ионных приборах

§ 1.1. Применение и значение электровакуумных приборов в современной технике	5
§ 1.2. Классификация электровакуумных разрядных приборов	9
§ 1.3. Устройство электронных ламп	10

Глава 2

Термоэлектронная эмиссия

§ 2.1. Электроны в твёрдом теле. Работа выхода	16
Электроны в металлах (16). Электроны в диэлектриках и полупроводниках (22).	
§ 2.2. Термоэлектронная эмиссия	30
Закон термоэлектронной эмиссии (30). Термоэлектронная эмиссия с активированных поверхностей (35). Влияние ускоряющего поля на термоэлектронную эмиссию (36).	

Глава 3

Термоэлектронные катоды

§ 3.1. Характеристики и параметры катодов	39
Характеристики катодов (39). Параметры катодов (41).	
§ 3.2. Типы катодов	44
Классификация катодов (44). Катоды из чистых металлов (45). Плёночные катоды (46). Полупроводниковые катоды (49).	
§ 3.3. Конструкции катодов	56
§ 3.4. Эксплуатация катодов	59

Глава 4

Элементы электронной оптики

§ 4.1. Движение электронов в однородном электрическом поле	63
§ 4.2. Траектории электронов в неоднородных электрических полях	66
§ 4.3. Движение электронов в магнитном поле	70

	Стр.
§ 4.4. Движение электронов при одновременном воздействии взаимно-перпендикулярных электрического и магнитного полей	72
§ 4.5. Простейшие электронно-оптические системы	74
Типы электронно-оптических систем (74). Электростатические линзы (74). Магнитные линзы (78).	

Глава 5

Токопрохождение в вакууме

§ 5.1. Наведённый ток	81
§ 5.2. Полный ток	87
§ 5.3. Угол пролёта электронов	90

Глава 6

Пространственный заряд в диоде

§ 6.1. Влияние пространственного заряда на характеристики тока в диоде	93
§ 6.2. Закон степени $3/2$	98
§ 6.3. Уточнённые формулы для времени пролёта электронов в диодах	104

Глава 7

Двухэлектродные лампы

§ 7.1. Статические характеристики диодов	107
Отклонения реальных характеристик от закона степени $3/2$ (107) Начальный участок характеристики (108). Восходящий участок характеристики (110). Область насыщения на характеристике (111).	
§ 7.2. Статические параметры двухэлектродной лампы	112
§ 7.3. Мощность, рассеиваемая на аноде. Конструкции анодов	114
§ 7.4. Типы двухэлектродных ламп и их применение	117
Диоды для выпрямления переменного тока (117). Высокочастот- ные диоды (121).	

Глава 8

Физические процессы в триоде

§ 8.1. Характеристики анодного тока в триоде	123
Статические характеристики триода (123). Анодно-сеточные ха- рактеристики триода (125). Анодные характеристики (126).	
§ 8.2. Электрическое поле в триоде	128
§ 8.3. Действующее напряжение	133
§ 8.4. Закон степени $3/2$ для триода	139
Уравнение анодного тока в триоде (139). Отклонения характе- стик от закона степени $3/2$ (140).	
§ 8.5. Статические параметры триода	142
Параметры анодной цепи триода (142). Параметры сеточной це- пи триода (146). Определение по характеристикам и измерение параметров триода (148).	

	Стр.
§ 8.6. Зависимость параметров триода от конструкции лампы	150
Крутизна характеристики S (150). Коэффициент усиления μ и проницаемость D (151).	
§ 8.7. Зависимость параметров от режима работы триода	153
Зависимость параметров от напряжения накала (153). Зависимость параметров от потенциала сетки (154). Зависимость параметров от анодного напряжения (156).	

Глава 9

Токораспределение в триоде

§ 9.1. Общий вид характеристик сеточного тока	158
§ 9.2. Токораспределение в режиме прямого перехвата	161
§ 9.3. Распределение токов в режиме возврата	164
§ 9.4. Начальная область характеристики сеточного тока	170
§ 9.5. Влияние несовершенного вакуума на характеристики триода. Обратный ток сетки	173

Глава 10

Усилительные трёхэлектродные лампы

§ 10.1. Понятие о динамическом режиме работы триода	178
§ 10.2. Динамические характеристики триода	180
§ 10.3. Динамические параметры триода	184
§ 10.4. Выбор рабочего режима усилительного триода	188
§ 10.5. Междуэлектродные ёмкости в триоде	191
§ 10.6. Типы усилительных трёхэлектродных ламп	194
Триоды для усиления напряжения (194). Триоды для усиления мощности (196). Диод—триоды (199).	

Глава 11

Усилительные тетроды и пентоды

§ 11.1. Экранирующая сетка в усилительных лампах	200
Проходная ёмкость в тетроде (200). Действующее напряжение в тетроде (201). Статические параметры тетрода (202). Статические характеристики тетрода (203).	
§ 11.2. Защитная сетка в пентоде	207
§ 11.3. Токораспределение в пентоде	210
§ 11.4. Статические характеристики и параметры пентода	217
Статические характеристики (217). Статические параметры (219). Зависимость параметров от режима (222).	
§ 11.5. Высокочастотные пентоды	226
§ 11.6. Пентоды с переменной крутизной	232
§ 11.7. Низкочастотные пентоды	235
§ 11.8. Широкополосные пентоды	238
§ 11.9. Лучевые тетроды	244
§ 11.10. О некоторых способах увеличения широкополосности усилительных ламп	249
	729

Глава 12

Приёмно-усилительные лампы с электростатическим управлением
для сверхвысоких частот

§ 12.1. Особенности токопрохождения в диодах на сверхвысоких частотах	255
§ 12.2. Особенности токопрохождения в усилительных лампах на сверхвысоких частотах	261
§ 12.3. Параметры электронных ламп при сверхвысоких частотах Характеристические проводимости лампы (266). Входная проводимость лампы (269). Крутизна (275). Выходная проводимость (277). Проходная проводимость (279).	266
§ 12.4. Усилительные лампы для сверхвысоких частот	280

Глава 13

Частотопреобразовательные лампы, дополнительные сведения
о приёмно-усилительных лампах

§ 13.1. Двойное управление анодным током в трёхсеточных лампах	289
§ 13.2. Применение ламп с двойным управлением для преобразования частоты	293
§ 13.3. Многосеточные частотопреобразовательные лампы Типы частотопреобразовательных ламп (298). Гептод-смеситель (299). Гептод-преобразователь (300). Комбинированные частотопреобразовательные лампы (301).	298
§ 13.4. Смесительные лампы для сверхвысоких частот	302
§ 13.5. Собственные шумы в электронных лампах Сущность явления внутриламповых шумов (305). Собственные шумы в диоде (306). Флуктуационные шумы в лампах с сетками (309).	305
§ 13.6. Шумовые параметры электронных ламп	310
§ 13.7. Зависимость шумов от конструкции и рабочего режима лампы Зависимость шумов от конструкции лампы (313). Зависимость шумов от режима (314). Шумы в лампах на сверхвысоких частотах (316). Низкочастотные шумы в лампах (317). Шумы, вызванные действием внешних причин (317).	313
§ 13.8. Электронно-световые индикаторы	318
§ 13.9. Взаимозаменяемость электронных ламп	321
§ 13.10. Долговечность и надёжность электронных ламп Долговечность электронных ламп (326). Надёжность электронных ламп (329).	326

Глава 14

Мощные электронные лампы

§ 14.1. Общие сведения о мощных лампах Применение электронных ламп для генерирования колебаний (331). Особенности конструкции генераторных ламп (335). Снятие характеристик генераторных ламп (340).	331
§ 14.2. Типы мощных ламп Генераторные пентоды и тетроды (342). Генераторные триоды (345). Мощные разборные лампы (348). Модуляторные триоды (350).	342

§ 143	Генераторные лампы для сверхвысоких частот Особенности работы генераторных ламп на сверхвысоких частотах (351). Генераторные лампы для метровых волн (353). Генераторные лампы для дециметровых и сантиметровых волн (356) Резнатрон (359).	
§ 144	Импульсные лампы Импульсные генераторные лампы (360) Импульсные модуляторные лампы (368).	360

Глава 15

Клистроны

§ 151	Принцип действия клистронов	374
§ 152.	Анализ процессов в двухрезонаторном клистроне Модуляция электронного потока по скорости (379). Группирование электронного потока в пролетном пространстве (381) Передача энергии сгруппированному электронным потоком выходному резонатору (386) Выходная мощность и коэффициент усиления двухрезонаторного клистрона (388)	379
§ 153	Процессы в многорезонаторных клистроны	390
§ 154.	Конструкции и характеристики пролётных клистронов	395
§ 155	Физические процессы в отражательных клистроны	401
§ 156.	Анализ процессов в отражательном клистроне Группирование электронного потока в тормозящем поле (406) Основные уравнения установившихся колебаний в отражательном клистроне (408). Выходная мощность (412). Электронная настройка (414).	406
§ 157	Конструкции и параметры отражательных клистронов	416

Глава 16

Магнетроны

§ 161	Управляющее действие магнитного поля в магнетронах	419
§ 162	Устройство и принцип действия многорезонаторных магнетронов	423
§ 163	Рабочие режимы и характеристики магнетрона	431
§ 164	Детали устройства и конструкции многорезонаторных магнетронов	437

Глава 17

Лампы бегущей волны и лампы обратной волны

§ 171	Общие сведения о лампах бегущей и обратной волны	445
§ 172.	Устройство и принцип действия лампы бегущей волны с продольным магнитным полем	447
§ 173	Конструкции и характеристики ламп бегущей волны с продольным магнитным полем	455
§ 174	Устройство и принцип действия ламп обратной волны с продольным магнитным полем	463
§ 175	Лампы бегущей волны и лампы обратной волны с поперечным магнитным полем	470
		731

Глава 18**Электронно-лучевые трубки**

§ 18.1. Основные сведения об устройстве электронно-лучевых трубок	476
§ 18.2. Фокусирующие системы электронно-лучевых трубок	477
Системы электростатической фокусировки (477). Система магнитной фокусировки (483).	
§ 18.3. Отклоняющие системы электронно-лучевых трубок	485
Система электростатического отклонения (485). Система магнитного отклонения (487). Искажения осциллограмм (489).	
§ 18.4. Экраны электронно-лучевых трубок	494
§ 18.5. Типы электронно-лучевых трубок	500
Осциллографические трубки (500). Двухлучевые осциллографические трубки (504). Осциллографические трубки с послеускорением (504). Электронно-лучевые трубки с радиальным отклонением (509). Трубки с яркостной отметкой (510). Кинескопы (512).	
18.6. Электронные переключатели	518
Основные типы электронных переключателей (518). Принцип действия трохотронов (519). Линейные трохотроны (521). Бинарные трохотроны (524). Двумерный трохотрон (525).	

Глава 19**Электрический разряд в газе**

§ 19.1. Общие сведения об ионных приборах	527
§ 19.2. Возбуждение и ионизация атомов газа	528
§ 19.3. Несамостоятельный разряд в газе при накалинном катоде	530
§ 19.4. Самостоятельный разряд в газе	533
Тлеющий разряд (533). Дуговой разряд (538).	

Глава 20**Ионные приборы с накалинным катодом**

§ 20.1. Газотроны	540
§ 20.2. Рабочий режим и параметры газотронов	545
§ 20.3. Тиратроны	549
§ 20.4. Рабочие режимы и применение тиратронов	554
§ 20.5. Водородные тиратроны	558

Глава 21**Ионные приборы с самостоятельным разрядом**

§ 21.1. Стабилитроны	563
Стабилитроны тлеющего разряда (563). Стабилитроны коронного разряда (567).	
§ 21.2. Безнакальные тиратроны	569
§ 21.3. Газосветные лампы	571
§ 21.4. Ртутные вентили	573
Экситроны (573). Игнитроны (577).	
§ 21.5. Газонаполненные разрядники	580
Разрядники проводных линий связи (580). Тригатроны (583). Газонаполненные разрядники для сверхвысоких частот (585).	

Глава 22

Полупроводниковые диоды

§ 22.1. Основные сведения о полупроводниковых диодах	589
§ 22.2. Выпрямительный эффект в полупроводниковых диодах	592
Электронно-дырочный переход при отсутствии внешнего поля (592). Выпрямительный эффект в электронно-дырочном переходе (596). Выпрямительный эффект в контакте металл—полупроводник (599).	
§ 22.3. Статические характеристики и параметры полупроводникового диода	601
§ 22.4. Свойства полупроводниковых диодов на высоких частотах	606
§ 22.5. Типы полупроводниковых диодов и их эксплуатационные свойства	608
Типы полупроводниковых диодов (608). Сверхвысокочастотные диоды (608). Высокочастотные диоды (612). Выпрямительные диоды (612). Опорные диоды (613). Эксплуатационные свойства полупроводниковых диодов (614).	

Глава 23

Полупроводниковые триоды

§ 23.1. Устройство полупроводниковых триодов	617
§ 23.2. Принцип действия полупроводниковых триодов	620
§ 23.3. Статические характеристики полупроводниковых триодов	625
Основные семейства характеристик (625). Характеристики плоскостного триода в схеме с общей базой (627). Характеристики плоскостного триода в схеме с общим эмиттером (631). Характеристики точечного триода (634).	
§ 23.4. Параметры полупроводниковых триодов	636
Системы параметров (636). Система Y-параметров (636). Система Z-параметров (638). Система H-параметров (639). Связь между системами параметров (640). Определение параметров по характеристикам (643). Зависимость параметров триода от режима и температуры (646).	
§ 23.5. Динамический режим полупроводниковых триодов	648
Общие сведения (648). Динамические параметры полупроводникового триода (649). Динамические характеристики полупроводникового триода (650). Предельная мощность полупроводниковых триодов (654).	
§ 23.6. Частотные свойства полупроводниковых триодов	661
§ 23.7. Эквивалентные схемы полупроводникового триода	668
§ 23.8. Шумы в полупроводниковых триодах	673

Глава 24

Фотоэлектрические приборы. Запоминающие трубки

§ 24.1. Фотоэлементы	676
Основные типы фотоэлементов (676). Электровакуумные фотоэлементы (676). Характеристики электровакуумных фотоэлементов (680). Полупроводниковые фотоэлементы (684).	

	Стр.
§ 24.2 Фотоэлектронные умножители	692
Устройство и принцип действия фотоэлектронных умножителей (692). Умножители с фокусирующими электродами (694). Умножители сквозного действия (696). Параметры и характеристики фотоэлектронных умножителей (696).	
§ 24.3. Передающие телевизионные трубки	698
Общие сведения о передающих телевизионных трубках (698) Иконоскоп (702). Супериконоскоп (705). Ортикон (706). Супер-ортикон (708). Видикон (710). Ибикон (713).	
§ 24.4. Запоминающие трубки	714
Общие понятия о запоминающих трубках (714). Графekon (715) Запоминающие трубки с видимым изображением (716). Вычитающие трубки (718). Запоминающие трубки для вычислительных устройств (719).	
Заключение	721
Литература	725

Владимир Фёдорович Власов

ЭЛЕКТРОННЫЕ И ИОННЫЕ ПРИБОРЫ

Отв. редактор *Н. А. Никитин*
Редактор *В. И. Бащук*

Техн. редактор *К. Г. Маркоч*
Корректор *В. Н. Булыгина*

Сдано в набор 10/V 1960 г.	Подписано в печ. 31/X 1960 г.
Форм. бум. 60×92/16	46,0 печ. л.
Т-13703	43,19 уч.-изд. л.
Тираж 50 000 экз.	Зак. изд. 6237
Цена 17 р.	С 1/I 1961 г. цена 1 р. 70 к
Связьиздат, Москва-центр, Чистопрудный бульвар, 2.	

Типография Связьиздата, Москва-центр, ул. Кирова, 40. Зак. тип. 322

Отпечатано с готового набора в Московской типографии № 2
Мосгорсовнархоза
Москва, Проспект Мира, 105 Заказ 714.

