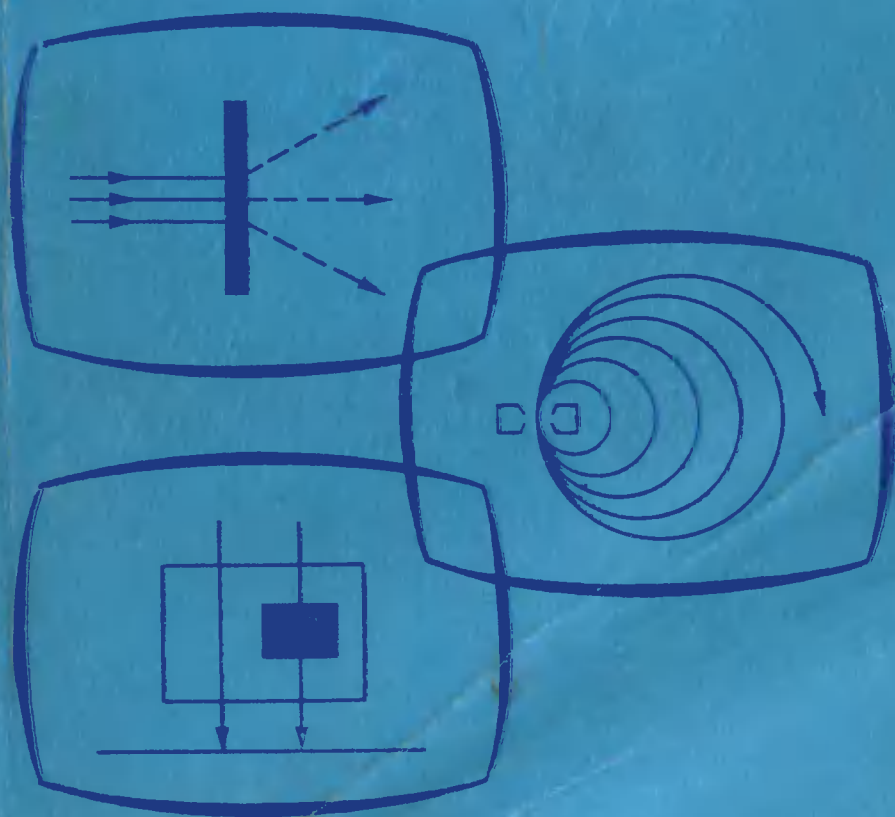


Ю. А. БЫСТРОВ, С. А. ИВАНОВ

Ускорители и рентгеновские приборы



Ю. А. БЫСТРОВ, С. А. ИВАНОВ

УСКОРИТЕЛИ И РЕНТГЕНОВСКИЕ ПРИБОРЫ

*Допущено
Министерством высшего и среднего
специального образования СССР
в качестве учебного пособия
для студентов вузов,
обучающихся по специальности
«Электронные приборы»*



МОСКВА
«ВЫСШАЯ ШКОЛА»
1976

Рецензенты:
кафедра «Электронные приборы» МЭИ (зав. кафедрой —
проф. Р. А. Нилендер);
докт. техн. наук, проф. Н. А. Моноззон

Быстров Ю. А. и Иванов С. А.

Б95 Ускорители и рентгеновские приборы. Учеб. пособие
для вузов спец. «Электронные приборы». М., «Высш.
школа», 1976.
207 с. с ил.

В книге изложены принцип действия, конструкции и области применения
современных ускорителей заряженных частиц и рентгеновских приборов (рент-
геновских трубок, микроанализаторов, теневого микроскопа).

Предназначается в качестве учебного пособия для студентов электротех-
нических и энергетических вузов специальности «Электронные приборы».

Может быть полезна инженерно-техническим работникам, занимающимся
разработкой и применением ускорителей и рентгеновских приборов.

Б $\frac{30407-153}{001(01)-76}$ 122-76

6Ф9

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящее время ускорители заряженных частиц и рентгенов-
ские приборы применяют в научных исследованиях, промышленно-
сти, сельском хозяйстве, медицине и биологии. С помощью электрон-
ных ускорителей и рентгеновских приборов осуществляют дефекто-
скопию промышленных изделий, облучение материалов с целью
улучшения их свойств, исследование состава горных пород, стерили-
зацию пищевых продуктов и медикаментов, терапию больных
и т. д.

Специалистам по электровакуумной технике часто приходится
участвовать в разработке, наладке и эксплуатации ускорителей и
рентгеновских установок. Поэтому они должны знать основы уско-
рительной техники и рентгентехники. Изложению этих основ и по-
священо настоящее учебное пособие. Оно создано на базе курса
«Ускорители и рентгеновские приборы», читаемого в Ленинградском
электротехническом институте им. В. И. Ульянова (Ленина), и
предназначено для студентов специальности «Электронные прибо-
ры». Книга может быть полезна также инженерно-техническим ра-
ботникам электровакуумной промышленности.

Пособие состоит из двух частей. В первой части описаны прин-
цип действия, конструкции и технические характеристики современ-
ных ускорителей заряженных частиц. Более подробно рассмотрены
ускорители, которые имеют широкое применение в народном хозяй-
стве (бетатрон, электростатические и линейные электронные уско-
рители, микротрон). При описании ускорителей уделено большое
внимание вакуумной технике. Во второй части рассмотрены прибо-
ры для генерирования рентгеновского излучения (рентгеновские
трубки, микроанализаторы, теневые микроскопы), а также приве-
дены необходимые сведения по физике рентгеновского излучения.

Изложение вопросов ускорительной техники и рентгентехники
в рамках одной книги естественно, поскольку, помимо применения,
общими для ускорителей и рентгеновских приборов являются во-
просы высоковольтной техники, электровакуумной технологии, ра-
диационной защиты.

Авторы выражают большую благодарность коллективу кафедры
электронных приборов МЭИ, возглавляемой лауреатом Государ-
ственных премий, заслуженным деятелем науки и техники РСФСР,
проф. Р. А. Нилендером, и лауреату Ленинской и Государственных
премий, докт. техн. наук, проф. Н. А. Моноззону за ценные замеча-
ния, высказанные при рецензировании рукописи. Авторы глубоко
признательны также А. П. Гринбергу, просмотревшему первую
часть рукописи и сделавшему по ней ряд полезных замечаний.

Авторы

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

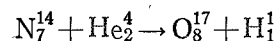
УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

ВВЕДЕНИЕ

Потоки заряженных частиц высокой энергии широко используются в различных областях естествознания. Такие частицы получают в специальных устройствах, которые называются ускорителями.

Термин «ускоритель заряженных частиц», как правило, связывают с такими понятиями, как «атомное ядро», «элементарные частицы», «микромир». Действительно, первоначально ускорители сооружались только для исследования проблем физики атомного ядра.

В наши дни ускорители используют во многих других областях. Однако ядерная физика по-прежнему является основной областью их применения. Началом использования заряженных частиц высокой энергии для изучения строения ядра можно считать 1919 г., когда Э. Резерфорд с помощью потока быстрых α -частиц (ядер атомов гелия) осуществил превращение одного химического элемента в другой. Облучая α -частицами газообразный азот, Резерфорд наблюдал ядерную реакцию



При этой реакции в результате взаимодействия α -частиц с ядрами азота, имеющими заряд 7 и массовое число 14, были получены ядра другого элемента — кислорода с зарядом 8 и массовым числом 17, а также ядра водорода H_1^1 , называемые протонами. Стало ясно, что частицы большой энергии могут служить ценным инструментом при изучении строения атомного ядра.

До начала 30-х годов источником быстрых частиц являлись естественные радиоактивные препараты. Однако такие источники вскоре перестали удовлетворять физиков. Низкая интенсивность потока частиц радиоактивного препарата и их сравнительно небольшая энергия оказались недостаточными для дальнейших исследований. Началась разработка методов искусственного ускорения заряженных частиц до очень больших энергий. В 1932 г. была осуществлена первая ядерная реакция с помощью частиц, полученных в ускорителе. В последующие годы развитие техники ускорения заряженных частиц шло исключительно быстрыми темпами, которые не снижаются и в наши дни. Для дальнейшего углубленного изуче-

ния строения микрообъектов необходимо иметь интенсивные пучки частиц очень больших энергий. Получение таких пучков представляет огромные трудности. Однако разработка новых идей в области ускорительной техники (использование встречных пучков, коллективных эффектов, явления сверхпроводимости) позволяет надеяться, что эти трудности будут успешно преодолены.

По-видимому, уже в ближайшие годы на ускорителях будут получены пучки протонов огромной энергии — более 1000 ГэВ.

Современные ускорители на большие энергии для исследований в области физики элементарных частиц являются сложнейшими сооружениями, в создание которых внесен труд ученых и инженеров самых разнообразных специальностей — от физиков-теоретиков до геодезистов. В ускорительный комплекс, помимо ускорителя, входит разнообразное оборудование: физическая аппаратура для ядерных исследований, мощные энергетические установки, вычислительные машины и т. д. Это оборудование размещается в специально возведенных зданиях. Общая площадь, занятая ускорительным комплексом, доходит до нескольких тысяч гектар.

Наряду с уникальными машинами на большие энергии создаются и совершенствуются ускорители на энергии от единиц до десятков мегаэлектронвольт. Небольшие линейные ускорители, бетатроны и циклотроны выпускаются серийно.

Ускорители заряженных частиц представляют собой мощные источники проникающих излучений. Поэтому важной проблемой при разработке любого ускорителя является обеспечение надежной радиационной защиты обслуживающего персонала, а также экспериментальной аппаратуры, нормальное функционирование которой при воздействии излучений нарушается. Для создания защиты используют бетон, свинец, песок и некоторые другие материалы. Толщина защитных слоев зависит от энергии и интенсивности ускоряемого пучка и с их увеличением возрастает. Особенно сложно осуществить надежную защиту от излучений ускорителей на большие энергии. Для ее обеспечения ускоритель размещают в туннеле под землей.

Увеличение энергии частиц в ускорителе происходит в результате воздействия на них сил электрического поля. Поэтому ускоряться могут лишь заряженные частицы. Большую кинетическую энергию они могут получить в результате: а) однократного прохождения высокой разности потенциалов, приложенной к ускоряющему зазору; б) движения в вихревом электрическом поле; в) многократного прохождения ускоряющего зазора, к которому приложено сравнительно небольшое напряжение; возврат частиц в область ускоряющего зазора при этом осуществляется поперечным магнитным полем.

Обычно в качестве объекта ускорения используют электроны, протоны (ядра атомов легкого водорода), дейтроны (ядра атомов тяжелого водорода), α -частицы и ионы тяжелых атомов. При бомбардировке этими частицами специальных мишеней могут быть получены различные элементарные частицы. Бомбардировка элек-

тронами минималь из тяжелых элементов служит для генерирования сильнопроникающего рентгеновского излучения.

Для измерения энергии частиц в ускорительной технике пользуются внесистемной единицей — электронвольт (эВ). Один электронвольт равен энергии, которую приобретает частица с зарядом, равным заряду электрона, при прохождении ускоряющей разности потенциалов в 1 В ($1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$). Если заряд ускоряемой частицы в z раз больше заряда электрона, то, пройдя разность потенциалов 1 В, она получит энергию z эВ. Наряду с электронвольт применяют кратные единицы: килоэлектронвольт ($1 \text{ кэВ} = 10^3 \text{ эВ}$), мегаэлектронвольт ($1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ}$) и гигаэлектронвольт ($1 \text{ ГэВ} = 10^9 \text{ эВ}$).

Все большее значение приобретают ускорители при решении практических задач народного хозяйства. Они находят широкое распространение в промышленности, сельском хозяйстве и медицине. Расширяется также круг научных проблем (химия, термоядерная плазма, физика твердого тела, биология и др.), для изучения которых используют ускорители.

Рассмотрим некоторые области инженерного применения ускорителей.

Частицы высоких энергий — электроны, протоны, α -частицы, а также фотоны рентгеновского излучения, полученные в электронных ускорителях, широко применяют для облучения полимерных соединений с целью придания им новых свойств. Быстрые частицы вызывают в облучаемых объектах радиационно-химические изменения, которые могут оказать большое влияние на физические свойства полимеров. Например, облучение электронами полиэтиленовой пленки в несколько раз увеличивает ее механическую прочность и повышает теплостойкость. Частицы и фотонное излучение используют также для радиационной вулканизации каучуков, крекинга углеводородов, ускорения процессов синтеза веществ и многих других технологических целей.

Жесткое рентгеновское излучение электронных ускорителей широко используют для нужд промышленной дефектоскопии. Большая проникающая способность этого излучения позволяет просвечивать крупные изделия и конструкции из различных материалов и, таким образом, дает возможность осуществить неразрушающий контроль их качества. Этим методом можно исследовать динамические процессы в механизмах и устройствах, а также быстропотекающие физические явления.

Малогабаритные линейные ускорители электронов на 1—3 МэВ, в качестве источника рентгеновского излучения могут служить для гамма-каротажа, т. е. бескернового исследования состава пород глубокого залегания в буровых скважинах при геологоразведочных работах.

Пучки электронов большой энергии начинают все шире применять как рабочий инструмент при обработке (сверление, фрезерование, резка) и сварке металлов, а также при получении сверхчистых металлов методами вакуумной плавки.

Следует отметить также, что ускорители (в частности, циклотроны) используют для получения некоторых видов радиоактивных изотопов.

Электронные ускорители находят применение в сельском хозяйстве и связанных с ним биологических исследованиях. Облучение фотонами рентгеновского излучения и электронами семян и клубней сельскохозяйственных растений позволяет регулировать их развитие. Путем радиационного воздействия можно ускорить созревание семян, добиться в отдельных случаях увеличения зеленой массы растений, предотвратить прорастание клубней картофеля. Радиацию используют для дезинсекции зерна, уничтожения микроорганизмов и других целей.

В медицине ускорители заряженных частиц применяют для терапевтического лечения онкологических заболеваний. Первоначально в радиотерапии пользовались главным образом рентгеновским излучением и γ -лучами радиоактивных препаратов. Позднее стали прибегать к пучкам электронов высокой энергии. При электронном облучении удается достигнуть значительно меньшего поражения здоровых тканей, окружающих очаг болезни, чем при воздействии рентгеновского или γ -излучения. Еще большую локальность дозировки позволяют создать пучки тяжелых заряженных частиц — протонов, дейтронов, α -частиц. Тщательно исследуется также возможность применения для лучевой терапии потоков π -мезонов.

Новым клиническим направлением использования пучков тяжелых частиц является бескровная хирургия. Ввиду незначительного рассеяния тяжелых частиц в тканях человеческого организма можно получить тонкие пучки и с их помощью осуществлять операции по разрушению больных органов без хирургического вмешательства (например, внутричерепные операции).

С помощью рентгеновского излучения и электронных пучков с энергией 2—5 МэВ производят стерилизацию лекарственных препаратов, медицинского инструмента и перевязочных материалов, которая увеличивает стойкость лекарств и лечебных препаратов. Облучение многих лекарств (пенициллин, стрептомицин) может быть выполнено, когда они уже находятся в герметических ампулах. Радиостерилизации подвергаются также некоторые пищевые продукты.

Ускорители заряженных частиц различаются по конструкции, назначению, виду ускоряемых частиц, их максимальной энергии и другим характеристикам. Ускорители классифицируют по: 1) форме траектории частиц в ускорителе; 2) принципу ускорения.

По форме траектории заряженных частиц ускорители делятся на: а) линейные, в которых траектории частиц близки к прямой линии; б) циклические, в которых частицы под действием ведущего магнитного поля (постоянного или изменяющегося во времени) движутся по орбитам, близким к круговым.

По принципу ускорения, т. е. по характеру ускоряющего электрического поля, ускорители подразделяются на высоковольтные, индукционные и резонансные.

§ 1.1. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ УСКОРИТЕЛЬ

Электростатический ускоритель (ЭСУ) относится к классу высоковольтных ускорителей, в которых заряженные частицы приобретают энергию тем большей, чем больше пройденная разность потенциалов. Одной из основных проблем, возникающих при построении таких ускорителей, является создание значительной ускоряющей разности потенциалов.

Принцип действия

Первый электростатический ускоритель (на напряжение 80 кВ) был построен в 1929 г. Ван-де-Граафом. В его конструкции используется идея доведения до высокого потенциала изолированного проводящего электрода путем сообщения ему определенного заряда.

Известно, что потенциал U изолированного электрода зависит от величины сообщенного ему заряда Q и выражается формулой $U = Q/C$, где C — емкость электрода. Из формулы следует, что потенциал электрода тем выше, чем больше его заряд.

Если такой электрод, заряженный до высокого потенциала, использовать как ускоряющий, то при движении частиц с него будет уходить часть заряда и потенциал его будет падать. Для поддержания постоянным потенциала необходимо все время восполнять убыль заряда.

Таким образом, в конструкцию электростатического ускорителя (рис. 1.1) должны входить следующие основные элементы: высоковольтный электрод 1, опорная колонна 4, поддерживающая и надежно изолирующая его; зарядное устройство, которое непрерывно сообщает высоковольтному электроду заряд; ускорительная трубка 8, в которой происходит ускорение заряженных электронов или ионов.

Форма высоковольтного электрода имеет определяющее значение для достижения максимального потенциала при работе ускорителя в открытом помещении. Поскольку в этом случае высоковольтный электрод окружен воздухом при атмосферном давлении, допустимая напряженность электрического поля не должна превышать значения $E_{пр}$, при котором происходит пробой воздушного проме-

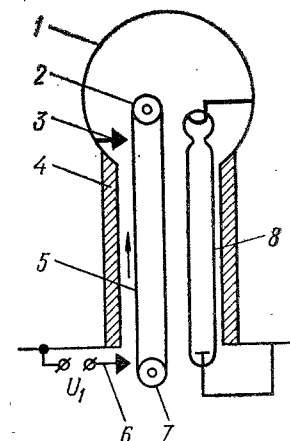


Рис. 1.1. Электростатический ускоритель:

1 — высоковольтный электрод; 2, 7 — валики ленточного транспортера; 3, 6 — коронирующие гребенчатые электроды; 4 — опорная колонна; 5 — ленточный транспортер; 8 — ускорительная трубка

В высоковольтных ускорителях ускоряющее электрическое поле создается большой разностью потенциалов между электродами ускоряющего промежутка и действует в течение интервала времени, значительно большего времени пролета частицами всего пути ускорения. В таких ускорителях траектория частиц является прямолинейной.

В индукционных ускорителях ускорение частиц осуществляется с помощью вихревого электрического поля. Существуют линейные и циклические индукционные ускорители.

Работа резонансных ускорителей основана на так называемом резонансном ускорении, при котором движение заряженных частиц происходит синхронно (в резонанс) с переменным ускоряющим электрическим полем. Частота этого поля может быть постоянной или монотонно изменяющейся. Резонансные ускорители делятся на линейные и циклические.

Классификация современных ускорителей представлена в табл. 1.1. Нужно отметить, что каждый вид ускорителей в свою очередь делится на несколько типов. Например, электростатический ускоритель (ЭСУ) имеет следующие разновидности: открытый ЭСУ, ЭСУ под давлением, перезарядный ЭСУ. Синхрофазотроны подразделяются на слабофокусирующие и сильнофокусирующие и т. д.

Таблица 1.1

Классификация ускорителей заряженных частиц

По форме траектории частиц	По принципу ускорения			
	высоковольтный ускоритель	индукционный ускоритель	резонансный ускоритель	
			частота ускоряющего напряжения постоянна	частота ускоряющего напряжения монотонно изменяется
Линейный ускоритель	Электростатический ускоритель Каскадный ускоритель Импульсный ускоритель	Линейный индукционный ускоритель	Линейный резонансный ускоритель	
Циклический ускоритель	Ведущее магнитное поле постоянно		Циклотрон Микротрон	Фазотрон
	Ведущее магнитное поле изменяется во времени	Бетатрон	Синхротрон	Синхрофазотрон

путки. Эта напряженность для воздуха составляет величину $E_{\text{пр}} \approx 3 \cdot 10^6$ В/м.

Как известно, напряженность поля на поверхности заряженного проводящего тела в общем случае различна и зависит от кривизны поверхности. Чем меньше радиус кривизны, тем больше напряженность поля. В связи с этим оптимальной является сферическая форма электрода, так как она обеспечивает равномерное распределение заряда и одинаковую напряженность электрического поля по всей поверхности. Величина напряженности определяется соотношением $E = U/R_0$, где U — потенциал, В; R_0 — радиус шара, м.

Учитывая, что максимальная напряженность поля не должна превышать $E_{\text{пр}}$, получаем соотношение, позволяющее рассчитать предельный потенциал: $U_{\text{пред}} = E_{\text{пр}} R_0$. Как видно, потенциал электрода, а следовательно, и максимально достижимая ускоряющая разность потенциалов ЭСУ пропорциональна радиусу сферы и при $R_0 = 1$ м равна $U_{\text{пред}} = 3 \cdot 10^6$ В.

Практически достижимая разность потенциалов существенно меньше теоретического значения $U_{\text{пред}}$ из-за неоднородностей поверхности электрода, краевых эффектов, обусловленных наличием в сфере отверстия, и влияния окружающих предметов.

В электростатических ускорителях заряд сообщается высокопотенциальному электроду при помощи бесконечной движущейся ленты (транспортера), которая натянута на двух валиках. Один валик 7 находится обычно у основания изоляционной колонны и приводится во вращение от электромотора. Второй (опорный) валик 2 расположен внутри полого высокопотенциального электрода. Материал ленты должен иметь значительную механическую прочность, высокие поверхностное и объемное сопротивления и большую электрическую прочность. Обычно ленту изготавливают из прорезиненной ткани толщиной 1,5—2 мм. У нижнего валика в непосредственной близости от ленты находится гребенчатый электрод 6, перекрывающий ее по ширине. Он соединен с полюсом источника постоянного напряжения U_1 . Величину U_1 выбирают такой, чтобы между электродом и движущейся лентой возникал коронный разряд. При этом с гребенчатого электрода на ленту будет осаждаться заряд определенной величины с поверхностной плотностью σ Кл/м². Поскольку высокопотенциальный электрод имеет заряд того же знака, что и заряженный участок ленты, при движении ленты будет затрачиваться работа на преодоление сил электрического поля, которая переходит в энергию этого поля.

Когда заряженный участок ленты переместится внутрь электрода, происходит снятие заряда с ленты. Разрядка заряженного участка ленты осуществляется также при помощи гребенчатого электрода 3, расположенного вблизи движущейся ленты и соединенного электрически с внутренней поверхностью высокопотенциального электрода. Так как заряд электрода распределяется по его внешней поверхности, внутри электрода напряженность электрического поля равна нулю. У поверхности ленты (если рассматривать

ее как заряженную плоскость) напряженность поля отлична от нуля и связана с зарядом соотношением

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon},$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость.

В результате между зубцами гребенчатого электрода и лентой получается разность потенциалов, достаточная для возникновения коронного разряда, благодаря которому заряд с ленты частично уходит на высокопотенциальный электрод.

Участок, с которого снят заряд, затем перемещается вниз, доходит до нижнего электрода, вновь заряжается, и цикл повторяется.

Зарядный ток электростатического ускорителя может быть вычислен по формуле

$$i = \Delta Q / \Delta t = b v \sigma,$$

где ΔQ — заряд, переносимый лентой за один цикл; Δt — длительность цикла; b и v — соответственно ширина и скорость движения ленты.

Поскольку желательно получить возможно больший ток, необходимо увеличивать ширину b ленты, скорость ее движения v и поверхностную плотность заряда σ .

Поверхностная плотность заряда ленты ограничена максимально допустимой напряженностью электрического поля, которая при работе ускорителя на воздухе, как указывалось, не должна превышать величины $E_{\text{пр}} \approx 3 \cdot 10^6$ В/м. Таким образом, максимальная поверхностная плотность заряда на ленте в воздухе ($\epsilon = 1$) при атмосферном давлении составляет $\sigma_{\text{макс}} = 2\epsilon_0 E_{\text{пр}}$.

Ширина ленты и скорость ее движения ограничиваются прочностью материала, из которого она изготовлена, а также размерами ускорителя. При ширине ленты $b = 0,5$ м и скорости $v = 20$ м/с максимальный ток $i_{\text{макс}} \approx 0,5$ мА. Он может быть увеличен почти вдвое, если на нисходящий участок ленты наносить заряд обратного знака. Для этого внутри высоковольтного электрода размещают источник постоянного напряжения и гребенчатый электрод, с помощью которого и наносится заряд.

Электростатические ускорители, работающие на воздухе при атмосферном давлении, для получения ускоряющей разности потенциалов порядка 3—5 МВ должны иметь гигантские размеры. Так, например, генератор, построенный Физико-техническим институтом АН СССР и развивавший напряжение до 3—4 МВ, имел почти сферический высоковольтный электрод диаметром 10 м и изолирующие опорные колонны высотой 10 м. Достигнутое максимальное напряжение ограничивалось разрядами на стены и потолок зала, в котором был размещен генератор.

Крупным шагом вперед по пути усовершенствования электростатических ускорителей было использование для изоляции вместо воздуха — газа под высоким давлением. Переход от установок, простых по принципу и конструкции, к более компактным и надежным современным машинам, работающим под высоким давлением, потребовал большой исследовательской работы. В разработку таких ускорителей существенный вклад внесли советские ученые (А. К. Вальтер, Б. М. Гохберг и др.).

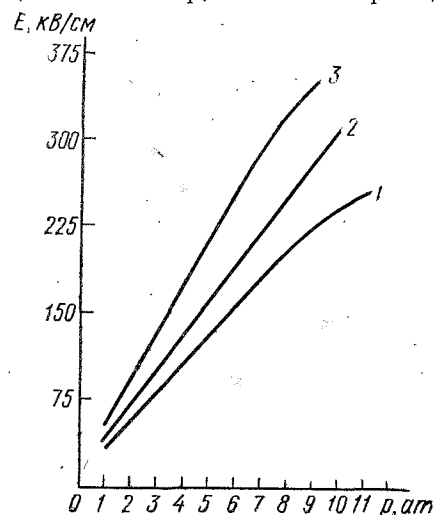


Рис. 1.2. Зависимость электрической прочности смесей углекислоты и элегаза от давления:

1 — CO_2 ; 2 — $\text{CO}_2 + 0,5\% \text{SF}_6$; 3 — $\text{CO}_2 + 0,5\% \text{SF}_6 + 4\% \text{SF}_6$

Газ, используемый в качестве изоляции, должен обладать высокой электрической прочностью при нормальном давлении, химической инертностью, доступностью и быть дешевым. Обычно в качестве изолирующей среды в электростатических ускорителях и других высоковольтных электротехнических установках применяют азот (N_2), углекислоту (CO_2) и их смеси. Эти газы отвечают перечисленным выше требованиям. При увеличении давления их электрическая прочность в слабо неоднородном электрическом поле вначале растет линейно, а начиная с давления 10—12 ат, — более медленно. Поэтому давление газа, которым заполняется бак ускорителя, как правило, не превышает 15—20 ат. Дальнейшее повышение давления не дает ощутимого увеличения электрической прочности, а конструкция стального бака при этом существенно усложняется.

Значительного увеличения электрической прочности можно добиться, если к азоту или углекислоте добавить небольшое количество электроотрицательного газа. Таким газом являются фреон (CCl_2F_2) и шестифтористая сера (SF_6) — так называемый элегаз.

Повышение электрической прочности углекислоты при добавлении к ней небольших количеств элегаза иллюстрирует рис. 1.2. Из рисунка видно, что при давлении 8 ат смесь углекислоты с элегазом, содержащая 4% SF_6 , более чем в 1,5 раза прочнее своей основной компоненты CO_2 .

В электростатических ускорителях под давлением высоковольтный электрод обычно имеет форму цилиндра с закругленными в виде полусфер концами. Такая форма обусловлена тем, что бак ускорителя выполняется в виде цилиндра, оканчивающегося сверху полусферой. При этом высоковольтный электрод и бак образуют коаксиальную систему.

Напряженность поля между коаксиально расположенными электродами цилиндрической формы определяется выражением

$$E(r) = \frac{U}{r \ln(r_2/r_1)},$$

где r_2 и r_1 — радиусы внешнего и внутреннего электродов; U — разность потенциалов между ними.

Наибольшая напряженность поля имеет место на поверхности внутреннего электрода:

$$E_1 = \frac{U}{r_1 \ln(r_2/r_1)}.$$

Она зависит от отношения r_2/r_1 и при заданной разности потенциалов и радиусе внешнего электрода минимальна, когда $r_2/r_1 = e = 2,7$. Таким образом, оптимальной будет такая конструкция ускорителя, в которой отношение диаметра электрода и бака равно 1:2,7.

Напряженность поля на конце высоковольтного электрода, где он имеет полусферическую форму, определяется соотношением

$$E_2 = \frac{U r_2}{r_1 (r_2 - r_1)}$$

и при выполнении указанного условия ($r_2/r_1 = 2,7$) будет в 1,6 раза превышать значение напряженности E_1 на цилиндрическом участке. Чтобы реализовать оптимальные условия на практике, зазор между сферическими поверхностями высоковольтного электрода и бака увеличивают, что снижает напряженность поля.

Длина изолирующей опорной колонны в ЭСУ под давлением обычно гораздо больше той, которая достаточна для обеспечения электрической прочности. Это связано с тем, что обеспечить поверхность электрической прочности ленты и трубки сложнее, поэтому приходится увеличивать их длину. Одновременно необходимо создать равномерное распределение потенциала вдоль колонны, ленты и трубки.

С этой целью конструкцию ускорителя делают секционированной. Изоляцию опорной колонны разбивают на ряд секций 2 (рис. 1.3). Длина секций в различных ускорителях лежит в пределах 25—60 мм. Между ними помещают металлические диски 1 с

завершающими краями, имеющие отверстия для прохода ленты 5 и ускорительной трубки 7. Каждый диск соединен с одним из электродов ускорительной трубки, а также с электродами 4, выравнивающими поле вдоль ленты. Распределение потенциала вдоль всей опорной колонны осуществляется при помощи делителя 6, элементы которого размещают между дисками.

Для предотвращения пробоев вдоль ленты располагают металлические стержни, электрически соединенные с дисками опорной колонны. Стержни находятся на незначительном расстоянии от поверхности движущейся ленты и способствуют выравниванию электрического поля. Движущаяся в довольно узком зазоре между

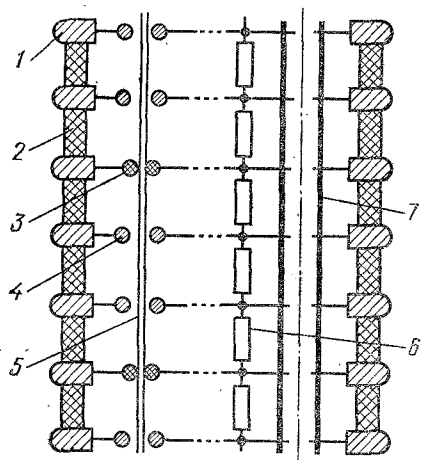


Рис. 1.3. Схема секционирования ЭСУ:

1 — металлические диски; 2 — изоляционная секция опорной колонны; 3 — стержни; 4 — выравнивающие электроды; 5 — лента; 6 — высокоомный делитель; 7 — ускорительная трубка

чий ток и позволяющие использовать газовые смеси, обладающие особенно высокой электрической прочностью.

Такие устройства имеют транспортер в виде бус, состоящих из металлических цилиндров, разделенных между собой диэлектрическими прокладками. При движении металлические цилиндры соприкасаются с электродом зарядного устройства, в результате чего им сообщается заряд определенной величины. Разрядка транспортера осуществляется также в результате контактирования его с разрядным устройством, расположенным в полости высокопотенциального электрода.

Ускорительная трубка

Ускорение заряженных частиц происходит в вакуумной трубке, к которой прикладывается разность потенциалов, действующая

между высоковольтным электродом и заземленной точкой. Конструкция трубки и отдельных ее элементов, выбор материалов, из которых она изготавливается, также подчинены достижению основной цели — обеспечению высокой электрической прочности и хорошему токопрохождению. Для этого современные ускорительные трубки делают секционированными, т. е. с промежуточными электродами, которые подключают к дискам, выравнивающим поле вдоль опорной колонны. В результате электрическое поле вдоль всей трубки оказывается распределенным достаточно равномерно.

Общая длина трубки и число секций зависят от величины рабочего напряжения. Так, ускоритель в Сакле (Франция) на 5 МВ работает с трубкой длиной 3,75 м, имеющей 50 секций. Средняя напряженность электрического поля вдоль трубки составляет $1,33 \times 10^6$ В/м.

Промежуточные электроды ускорительных трубок изготавливают обычно из меди, нержавеющей стали или алюминия. Медные и алюминиевые электроды проще в изготовлении, но менее стойки к воздействию случайных пробоев. Электроды из нержавеющей стали мало повреждаются при пробоях, но трудны в изготовлении. Промежуточные электроды имеют центральное отверстие, через которое проходит пучок ускоряемых частиц. Диаметр этого отверстия определяется условиями фокусировки. Как показали исследования, наилучшей является конусная форма промежуточных электродов (рис. 1.4). Высота конуса примерно равна высоте секции, что предотвращает попадание заряженных частиц на стенки трубки и уменьшает вероятность пробоев в ней.

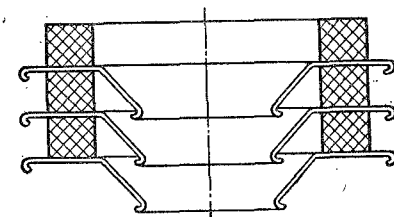


Рис. 1.4. Часть секционированной ускорительной трубки

Для изоляции промежуточных электродов друг от друга в современных ускорительных трубках используют фарфоровые или стеклянные кольца. Внешнюю поверхность фарфоровых колец иногда делают ребристой и покрывают глазурью. Помимо хороших механических и вакуумных свойств, такие изоляторы обладают высокой электрической прочностью по внутренней поверхности, граничащей с вакуумом. Промежуточные электроды и фарфоровые кольца склеивают друг с другом специальными цементами или клеем (например, БФ-4). Для уменьшения опасности разрядов торцевые поверхности изоляторов металлизировать.

Остаточное давление газа в ускорительной трубке должно быть достаточно низким (не выше 10^{-4} мм рт. ст.), чтобы при работе в ней не возникал газовый разряд. Задача поддержания стабильного низкого давления в трубке осложняется тем, что происходит непрерывное газовыделение элементами конструкции трубки, а также протекание газа из ионного источника при работе в режиме ускорения ионов. Поэтому трубка работает при непрерывной откачке,

которая ведется высокопроизводительными диффузионными и форвакуумными насосами.

Трубки, предназначенные для ускорения электронов с целью получения жесткого рентгеновского излучения, как правило, выполняются отпаянными. В этом случае промежуточные электроды делают из ковара, а в качестве изоляторов используют стекло, которое сваривают с коваром, в результате чего образуется вакуумноплотное соединение. Источником электронов — катодом — в таких трубках является накаливаемая вольфрамовая нить. Питание нити накала осуществляется через трансформатор от небольшого генератора, приводимого во вращение верхним опорным валом. Анод трубки, на котором происходит торможение электронов, изготавливают из вольфрама или золота. Обычно анод выступает за пределы заземленного бака, с которым он электрически соединен. Высокопотенциальный электрод ускорителя заряжается до отрицательного потенциала. Если трубка используется как источник ускоренных электронов, то выпуск их в атмосферу осуществляется через окно из тонкой фольги.

Ускоряемые частицы при движении по трубке сталкиваются с молекулами газа и частично попадают на промежуточные электроды. В результате образуются вторичные заряженные частицы, что приводит к уменьшению электрической прочности ускорительной трубки, увеличению тока и засорению пучка на выходе ускорителя, частицами с меньшей энергией. Поэтому при конструировании ускорительных трубок принимают меры, направленные на уменьшение вероятности образования вторичных заряженных частиц.

Хорошие результаты дало использование в трубках так называемого переменного-наклонного поля. Для получения такого поля электроды трубки располагают под некоторым углом друг к другу. В результате вектор напряженности электрического поля на оси прибора не совпадает с направлением геометрической оси трубки. Угол наклона электродов рассчитывают таким образом, чтобы основной пучок ускоренных частиц беспрепятственно проходил через трубку. При этом траектория пучка представляет собой волнистую линию. Вторичные заряженные частицы, скорость которых меньше, чем у первичных, при этом через трубку не проходят, а оседают на промежуточных электродах.

Электростатические ускорители под давлением широко используют для получения пучка ускоренных ионов: протонов, дейтронов и α -частиц. В качестве источников ионов в настоящее время применяют источники с холодным катодом в магнитном поле, источники с высокочастотным разрядом и др.

Ионные источники

В ионных источниках с холодным катодом используют разряд типа Пеннинга. Такая форма разряда может существовать в том случае, когда расположение электродов и их конфигурация имеют вид, показанный на рис. 1.5. Анод 2 выполнен в форме кольца, по

обеим сторонам которого на некотором расстоянии расположены два катода 1 и 3, имеющие в простейшем случае форму плоских дисков. В одном из катодов (3) имеется отверстие. Магнитное поле с индукцией B ориентировано вдоль оси системы.

При определенной разности потенциалов между анодом и катодами возникает газовый разряд. Благодаря кольцевой форме анода, а также указанной ориентации магнитного поля большая часть электронов, двигаясь по спирали в направлении анода, например, от катода, расположенного слева, пролетает мимо анода и попадает в область справа от него. Здесь электроны тормозятся и начинают двигаться в обратном направлении. Таким образом, прежде чем попасть на анод, электроны многократно пролетают пространство между катодами, ионизируя при этом газ, находящийся в объеме. Образовавшиеся ионы движутся по направлению к катодам и через центральное отверстие одного из них попадают в простран-

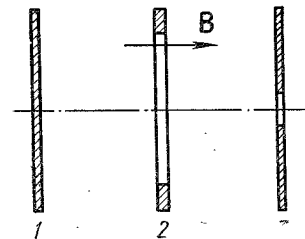


Рис. 1.5. Расположение электродов ионного источника с холодным катодом:
1, 3 — катоды; 2 — анод

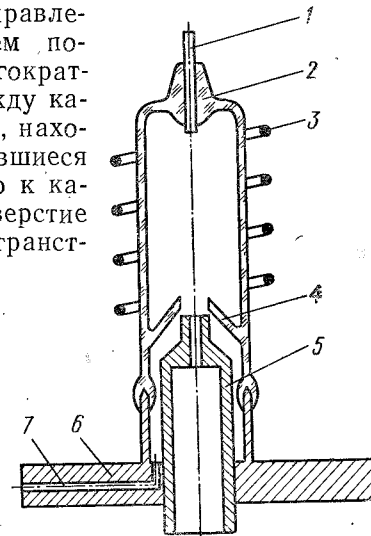


Рис. 1.6. Высокочастотный ионный источник:
1 — анод; 2 — стеклянная трубка; 3 — катушка высокочастотного контура; 4 — стеклянный конус; 5 — катод; 6 — фланец; 7 — канал для подачи газа

но фокусировки, а затем в ускорительную трубку, где приобретают высокую энергию.

Ионный источник с холодным катодом надежен в работе и прост в эксплуатации. Недостатками его являются малое содержание атомарных ионов и большой разброс начальных скоростей ионов.

От этих недостатков свободны ионные источники с высокочастотным разрядом. Они позволяют получать высокое содержание атомарных ионов, достигающее 70—90%. Кроме того, эти источники потребляют сравнительно малую мощность для поддержания разряда (300—500 Вт) и при небольшом расходе газа обеспечивают довольно большой ионный ток (свыше 1 мА).

Устройство высокочастотного ионного источника схематически представлено на рис. 1.6. В стеклянную или кварцевую цилиндрическую трубку 2 с одного конца впаян металлический ввод — анод 1.

Другим концом трубка приварена к фланцу 6, при помощи которого источник прикрепляется к фокусирующей системе и ускорительной трубке. Со стороны фланца в трубку входит электрод — катод 5, имеющий осевое отверстие. Наконечник катода прикрыт стеклянным конусом 4. Во фланце имеется канал 7, через который газ с регулируемой скоростью подается внутрь трубки. Снаружи на источник надевается катушка 3, которая является индуктивностью высокочастотного контура.

При включении генератора высокочастотных колебаний внутри трубки создается высокочастотное электромагнитное поле, которое при достаточной напряженности приводит к возникновению безэлектродного высокочастотного разряда. Разряд поддерживается благодаря ионизационным процессам, протекающим в объеме. Для улучшения характеристик разряда на высокочастотное поле может накладываться постоянное магнитное поле.

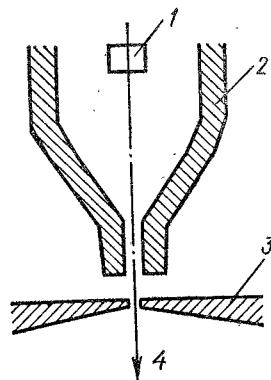


Рис. 1.7. Дуоплазматрон:
1 — катод; 2 — дополнительный электрод; 3 — анод; 4 — ионный пучок

Плазма высокочастотного разряда заполняет объем трубки. Если анод и катод подключить к источнику постоянного напряжения, то около катода образуется слой ионов, так как электроны уйдут из него благодаря тому, что потенциал плазмы выше потенциала катода. Размеры этого слоя зависят от приложенного напряжения. Ионы из слоя будут двигаться по направлению к катоду и значительная часть их через центральное отверстие пройдет в область, где специальной системой электродов ионы формируются в пучок, поступающий в ускорительную трубку.

Высокочастотный ионный источник позволяет получать ионы с малым разбросом по скоростям, что важно при использовании ускорителя для ядерных исследований.

К числу наиболее совершенных ионных источников относится дуоплазматрон, в котором для получения ионов используется дуговой разряд при наличии магнитного поля. Его устройство схематически показано на рис. 1.7. Основными элементами дуоплазматрона являются нагретый катод 1, анод 3 и расположенный между ними дополнительный электрод 2 с промежуточным потенциалом. В зазоре между анодом и дополнительным электродом, которые одновременно являются полюсами магнита, образуется сильное магнитное поле. Особенность дугового разряда в таком источнике состоит в том, что концентрация газоразрядной плазмы является особенно высокой вблизи анодного отверстия, где газ практически полностью ионизирован. Этот эффект достигается за счет действия на разряд магнитного поля и узкого канала в дополнительном электроде или, как говорят, двойного контрагирования плазмы. Образовавшиеся вблизи отверстия в аноде ионы извлекаются из пла-

мы с помощью специального вытягивающего электрода (на рисунке не показан) и попадают в ускорительную трубку.

Источник ионов размещается в полости высокопотенциального электрода. Между ускорительной трубкой и ионным источником, ось которого обычно наклонена к оси трубки, располагаются специальные отклоняющие пластины. На эти пластины подается постоянное напряжение, в результате чего траектория частиц искривляется и они непрерывно поступают в трубку.

При проведении некоторых ядерных исследований необходимо, чтобы ЭСУ работал в импульсном режиме с длительностью импульсов тока на мишени от единиц до сотен наносекунд. Для осуществления такого режима на отклоняющие пластины подаются импульсы напряжения, обеспечивающие попадание пучка в трубку лишь в течение требуемых коротких промежутков времени.

Все устройства, обеспечивающие работу источника, питаются от автономного генератора, приводимого во вращение верхним валом; управление (изменение величины ионного тока, количества подаваемого газа) осуществляется либо световой системой телеуправления, либо с помощью изоляционных нитей.

Технические характеристики ЭСУ

Для получения моноэнергетического пучка частиц в электростатическом ускорителе необходимо поддерживать потенциал высоковольтного электрода постоянным с высокой степенью точности. Нестабильность потенциала может быть обусловлена неодинаковой поверхностной плотностью заряда ленты, непостоянством величины ионного тока, механическими колебаниями колонны, приводящими к изменению емкости электрода, и другими причинами. Если не приняты специальные меры, то потенциал высоковольтного электрода может иметь пульсации 1—5%.

Для стабилизации потенциала с более высокой точностью используют специальные системы, которые позволяют поддерживать его величину с точностью до 0,02%.

Потенциал электрода ЭСУ может быть измерен различными методами: методом измерения величины тока через делитель, методом отклонения пучка ускоренных частиц в электрическом и магнитном полях и др. Точность измерения первым способом не превышает нескольких процентов. Второй способ, основанный на зависимости величины отклонения пучка заряженных частиц от их энергии в поперечном электрическом или магнитном поле, позволяет провести измерение с большей точностью.

В табл. 1.2 представлены параметры некоторых электростатических ускорителей под давлением.

ЭСУ с перезарядкой

Энергия частиц на выходе электростатического ускорителя определяется потенциалом высоковольтного электрода. Однако ее можно удвоить методом перезарядки ускоряемых ионов. Идея

Таблица 1.2

Параметры электростатических ускорителей под давлением

Параметры	ЭСУ				
	СССР		США	Франция	Англия
Энергия частиц, МэВ	4,0	3,0	5,5	5,0	3,8
Газ	N ₂ +CO ₂	N ₂ +CO ₂	N ₂ +CO ₂	N ₂	N ₂ +CCl ₂ F ₂
Давление, ат	20	8	16	10	—
Длина ускорительной трубки, м	—	3	3,6	3,75	2,8
Высота элемента ускорительной трубки, см	2,5	3	—	—	6,7
Тип ионного источника	С холодным катодом	СВЧ разряд	СВЧ разряд	С холодным катодом	—
Диаметр бака, м	2,2	1,4	2,4	1,6	2,1
Длина бака, м	7,5	5,0	7	6,4	4,5

этого метода состоит в следующем. Ионы (например, отрицательные) впускаются в ускорительную трубку с заземленного конца (высоковольтный электрод заряжен положительно). Проходя по трубке до высоковольтного электрода, они приобретают соответствующую энергию. Внутри высоковольтного электрода ионы проходят сквозь тонкую металлическую фольгу или камеру с газом и перезаряжаются, т. е. изменяют заряд на положительный. Далее они попадают во вторую трубку, которая составляет продолжение первой, и ускоряются вторично. Таким образом, на выходе перезарядного ЭСУ получают положительные ионы с удвоенной энергией.

В Научно-исследовательском институте электрофизической аппаратуры им. Д. В. Ефремова создан и используется для ядерно-физических исследований перезарядный электростатический ускоритель типа ЭГП-10 на максимальную энергию 10,5 МэВ.

Вся высоковольтная часть этого ускорителя находится в цилиндрическом баке диаметром 3 м и высотой 11,5 м. Бак заполнен сжатым газом при давлении 16 ат. Изолирующая колонна ускорителя состоит из секций длиной 2,1 м каждая. Секции собраны на четырех стойках, изготовленных из смеси эпоксидной смолы и кварцевой крошки. Внутри изолирующей колонны расположены ускорительные трубки, делитель напряжения и лента транспортера зарядов.

Каждая из ускорительных трубок состоит из двух секций длиной по 2,1 м.

В трубках используются электроды конусной формы из нержавеющей стали. В качестве изоляторов применяются фарфоровые кольца диаметром 330/280 мм и высотой 37 мм. Промежуточные электроды расположены под углом к оси трубки для создания переменного-наклонного поля.

Источник отрицательных ионов — дуоплазматрон — имеет катод в виде никелевой сетки, покрытой оксидным слоем, и анод с отверстием диаметром 0,5 мм. Анодный ток источника стабилизирован и равен 2,5 А. Ток ионов на выходе источника составляет 20—30 мкА.

Из источника, размещенного на верхней крышке бака, пучок частиц попадает в первую ускорительную трубку. После ускорения в ней пучок через отверстие диаметром 10 мм входит в область, где происходит перезарядка ионов, — обдирочную мишень. Она представляет собой трубку длиной 550 мм и диаметром 6 мм, через которую проходит поток углекислого газа. Газ поступает из баллона через специальный натекаль. Расход газа составляет 12 см³/ч. Откачка газа из области перезарядки осуществляется в основном через нижнюю ускорительную трубку.

Образовавшийся в результате перезарядки пучок положительных ионов в дальнейшем ускоряется во второй трубке. Ток ускоренного пучка на мишени равен 10 мкА.

Электростатические ускорители нашли широкое применение при проведении ядерных исследований в диапазоне энергий 1—12 МэВ. Простота регулировки выходного напряжения, ионного тока, а также высокая стабильность этих параметров ставит такие ускорители в данном диапазоне энергий вне конкуренции. Их используют в качестве вспомогательных агрегатов при наладке и градуировке регистрирующей и измерительной аппаратуры в лабораториях, где основным оборудованием являются ускорители, рассчитанные на более высокие энергии.

Одной из областей применения электростатических ускорителей является использование их для инъекции заряженных частиц в другие более крупные ускорители. При этом ЭСУ следует располагать горизонтально с целью более компактного размещения всего оборудования и удобства наладки. Горизонтальное положение ускорителя усложняет конструкцию изолирующей колонны, так как в этом случае она должна противостоять изгибающим усилиям. Наконец, ЭСУ используют как источники жесткого рентгеновского излучения в промышленности и научных исследованиях.

§ 1.2. КАСКАДНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ

В каскадном ускорителе ускоряющая разность потенциалов создается схемами умножения, которые позволяют получить высокое (несколько мегавольт) напряжение от сравнительно низковольтного источника. Основной частью такого ускорителя является каскадный умножитель напряжения, состоящий из трансформатора, высоковольтных электрических вентилях и конденсаторов, каждый из которых заряжается до определенного напряжения.

Первый высоковольтный каскадный умножитель (на напряжение 800 кВ) был построен в 1932 г. Д. Кокрофтом и Э. Уолтоном. В настоящее время каскадные схемы умножения применяются не только в ускорителях, но и в различных технологических установ-

ках, рентгеновских аппаратах, телевизионных и радиотехнических системах, электронных микроскопах и других устройствах.

Трудно указать максимальное напряжение, которое можно получить с помощью каскадных умножителей. Оно определяется электрической прочностью элементов, входящих в схему (конденсаторы, вентили), а также электрической прочностью окружающей среды. Каких-либо ограничений в самой принципиальной схеме не заложено. Сейчас имеются каскадные умножители на напряжения свыше 3 МВ.

Принцип действия

В принципе действия каскадного умножителя заложено свойство простой схемы выпрямителя, работающего на емкостную нагрузку, создавать между определенными точками напряжение, величина

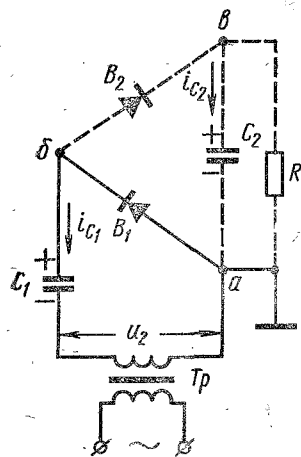


Рис. 1.8. Схема удвоения напряжения

на которого, больше напряжения вторичной обмотки питающего трансформатора (рис. 1.8). Рассмотрим часть схемы, изображенную сплошными линиями (трансформатор T_p , вентиль B_1 , конденсатор C_1). На вентиле B_1 действует пульсирующее напряжение $u_{a\delta} = U_m(1 + \sin 2\pi ft)$, так как в проводящий период конденсатор заряжается до амплитуды U_m напряжения на вторичной обмотке трансформатора. В определенные моменты времени напряжение будет достигать величины $u_{a\delta} = 2U_m$.

Подключим к точкам a и b участок схемы, изображенный пунктирными линиями (вентиль B_2 и конденсатор C_2). Он представляет собой однополупериодный выпрямитель, питаемый от источника с напряжением $u_{a\delta}$. При холостом ходе ($R = \infty$) конденсатор C_2 заряжается до максимального значения напряжения $u_{a\delta} = 2U_m$. Та-

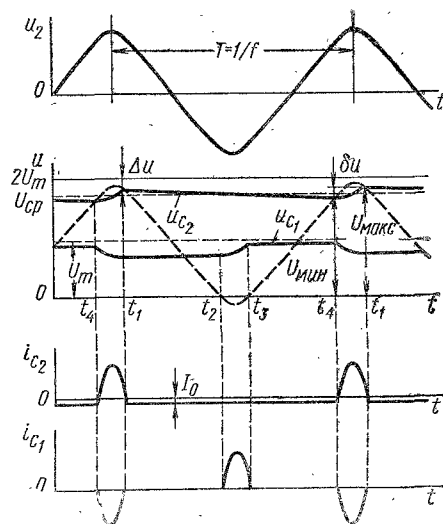


Рис. 1.9. Диаграммы напряжений и токов в схеме удвоения напряжения

ким образом, напряжение на выходе схемы в два раза больше амплитуды вторичного напряжения трансформатора, поэтому ее часто называют схемой удвоения напряжения.

При подключении нагрузки R к конденсатору C_2 за период питающего напряжения $T = 1/f$ будет происходить чередование процесса заряда конденсатора, когда вентиль B_2 открыт, и его разряда через нагрузочный резистор при запертом вентиле B_2 . Максимальное значение напряжения в этом случае будет меньше $2U_m$, и появится пульсация определенной величины.

На рис. 1.9 приведены диаграммы напряжений и токов, характеризующие работу схемы под нагрузкой. В интервале времени от t_1 до t_4 вентиль B_2 заперт. При этом конденсатор C_2 разряжается через нагрузку током

$$i_{C_2} = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}},$$

где I_0 — максимальное значение тока; $\tau = RC_2$ — постоянная времени цепи.

Обычно τ значительно больше времени разряда (интервал времени от t_1 до t_4), поэтому в расчетах ток разряда принимают постоянным и равным I_0 . Когда нагрузкой каскадного умножителя является ускорительная трубка, это тем более справедливо, так как величина тока в трубке не зависит от приложенного напряжения. Напряжение на конденсаторе C_2 при этом уменьшается по линейному закону.

В момент времени t_4 потенциал точки b становится больше потенциала точки a , вентиль B_2 открывается и через него проходит ток заряда конденсатора C_2 (интервал $t_4 - t_1$). Этот ток проходит через вторичную обмотку трансформатора и конденсатор C_1 . В результате напряжение на конденсаторе C_2 повышается, а на конденсаторе C_1 — понижается. В интервале времени $t_2 - t_3$, когда напряжение на вторичной обмотке трансформатора оказывается больше u_{C_1} , через вентиль B_1 проходит ток дозаряда конденсатора C_1 , и напряжение на этом конденсаторе повышается.

Напряжение $u_{ab} = u_C$ на выходе схемы будет изменяться по сложному закону от максимального $U_{\max}$ до минимального $U_{\min}$ значения. При этом напряжение $U_{\max}$ не будет равно $2U_m$ как при холостом ходе. Такое изменение напряжения характеризуется величиной пульсации $\Delta u = U_{\max} - U_{\min}$ и внутренним падением напряжения Δu на схеме, которое равно разности между теоретическим напряжением холостого хода и максимальным напряжением при нагрузке: $\Delta u = 2U_m - U_{\max}$.

В стационарном режиме, когда установится определенное среднее за период значение напряжения на конденсаторах схемы, заряд $\Delta Q_{\text{раз}}$ теряемый конденсатором C_2 при разряде, и заряд $\Delta Q_{\text{зар}}$, получаемый им при прохождении зарядного тока, равны: $\Delta Q_{\text{раз}} = \Delta Q_{\text{зар}}$. Это позволяет выразить величину заряда $\Delta Q_{\text{зар}}$ через ток разряда I_0 следующим образом:

$$\Delta Q_{\text{зар}} = \Delta Q_{\text{раз}} = I_0(t_4 - t_1).$$

Обычно заряд конденсатора длится очень короткий промежуток времени, поэтому можно положить $t_4 - t_1 \approx T = 1/f$ и $\Delta Q_{\text{зар}} = I_0/f$. Величина пульсации, обусловленная изменением напряжения на конденсаторе C_2 при его заряде, будет определяться соотношением $\Delta Q_{\text{зар}} = C_2 \delta u$. Отсюда

$$\delta u = \frac{I_0}{f C_2}.$$

Внутреннее падение напряжения Δu обусловлено тем, что к моменту времени t_1 , когда заканчивается заряд конденсатора C_2 , напряжение на конденсаторе C_1 не равно U_m . Оно меньше U_m вследствие того, что конденсатор C_1 частично разряжается. Это изменение напряжения и определяет величину Δu . Учитывая, что через оба конденсатора протекает одинаковое количество электричества, получим следующее соотношение:

$$\Delta u = \frac{I_0}{f C_1}.$$

Среднее за период значение напряжения на выходе схемы

$$U_{\text{ср}} = 2U_m - \Delta u - \frac{\delta u}{2}.$$

При одинаковых емкостях конденсаторов C_1 и C_2 значения Δu и δu будут равны. Как следует из полученных соотношений, пульсация и внутреннее падение напряжения схемы тем меньше, чем больше частота питающего напряжения f и емкость конденсаторов и чем меньше ток нагрузки I_0 .

Каскадная схема умножения напряжения содержит трансформатор Tr и две цепочки конденсаторов $C_1 - C_n$ и $C'_1 - C'_n$, соединенных между собой вентилями (рис. 1.10). К одной цепочке конденсаторов подключается нагрузка, в качестве которой может быть использована ускорительная трубка.

При холостом ходе ($R = \infty$) конденсаторы схемы заряжены. Самая нижняя ячейка, состоящая из вентилях B_n, B'_n конденсаторов C_n, C'_n и вторичной обмотки трансформатора, представляет собой рассмотренную выше схему удвоения напряжения. Поэтому конденсатор C_n будет заряжен до напряжения $2U_m$, а конденсатор C'_n — до U_m . Все конденсаторы, расположенные выше, также будут заряжены до напряжения $2U_m$; при числе каскадов n максимальное выходное напряжение равно $2nU_m$.

При работе каскадной схемы на нагрузку конденсаторы будут периодически разряжаться и заряжаться. В результате напряжение на конденсаторах и выходное напряжение схемы не будут оставаться постоянными. Появится определенной величины пульсация $\delta u = U_{\text{макс}} - U_{\text{мин}}$ и внутреннее падение напряжения.

Величина пульсаций δu определяется суммарным изменением напряжения на конденсаторах $C_1 - C_n$ в момент их заряда:

$$\delta u = \sum_{k=1}^n \frac{\Delta Q_k}{C_k}.$$

Для определения величины δu рассмотрим изменение напряжения на конденсаторах, начиная с верхнего конденсатора C_1 . При прохождении тока нагрузки I_0 заряд конденсатора C_1 за период T уменьшается на величину $\Delta Q = I_0/f$. Эта убыль заряда восполняется от конденсатора C'_1 через открытый вентиль B'_1 . Конденсатор C'_2 в свою очередь дозаряжается. Этот подзаряд происходит от конденсатора C_2 только через вентиль B_1 . Поэтому конденсатор C_2 за период T должен отдать заряд ΔQ в нагрузку и такой же заряд ΔQ конденсатору C'_1 , всего $2\Delta Q$. В свою очередь при заряде он получает количество электричества $2\Delta Q$ от конденсатора C'_2 .

Рассуждая аналогичным образом, можно прийти к выводу, что самый нижний конденсатор C_n получит заряд $n\Delta Q$ от конденсатора C'_n . Следовательно, за период T цепочка конденсаторов, к которой подключена нагрузка, теряет свой заряд не только благодаря току через нагрузку, но и в результате подзаряда конденсаторов $C'_n - C'_1$.

Суммарное изменение напряжения на конденсаторах, определяющее величину пульсаций, составит

$$\delta u = \frac{\Delta Q}{C} (1 + 2 + 3 + \dots + n) = \frac{I_0 n (n + 1)}{2fC}.$$

Здесь и ниже принято для простоты, что все конденсаторы имеют одинаковую величину емкости $C_n = C'_n = C'_{n-1} = \dots = C_1 = C$.

Можно показать, что минимальное падение напряжения на выходе схемы

$$\Delta u_{\text{мин}} = \frac{I_0}{fC} \left(\frac{2}{3} n^3 + \frac{1}{4} n^2 - \frac{5}{12} n \right).$$

Зная величины δu и $\Delta u_{\text{мин}}$, среднее значение напряжения на выходе схемы можно определить по формуле

$$U_{\text{ср}} = 2nU_m - \Delta u_{\text{мин}} - \frac{\delta u}{2} = 2nU_m - \frac{I_0}{fC} \left(\frac{2}{3} n^3 + \frac{1}{2} n^2 - \frac{1}{6} n \right).$$

Полное внутреннее падение напряжения

$$\Delta u = 2nU_m - U_{\text{ср}} = \frac{I_0}{fC} \left(\frac{2}{3} n^3 + \frac{1}{2} n^2 - \frac{1}{6} n \right).$$

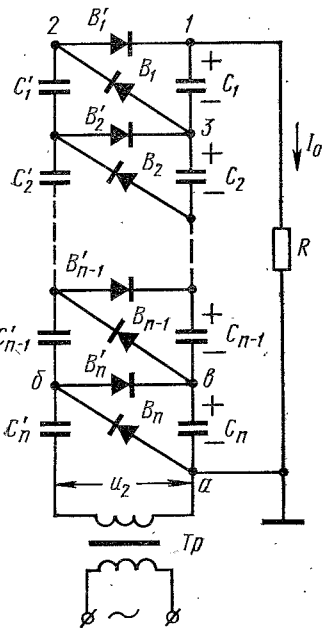


Рис. 1.10. Схема умножения напряжения

Приведенные формулы устанавливают связь между основными параметрами простейшего каскадного ускорителя. Они получены для идеальной схемы. В реальной схеме имеются паразитные емкости, шунтирующие вентили и нагрузку. Во время работы такой схемы через паразитные емкости протекают токи, приводящие к дополнительному уменьшению выходного напряжения и увеличению Δu и δu .

Существенно лучшими параметрами обладает симметричная схема каскадного ускорителя, показанная на рис. 1.11. Она состоит из трансформатора, вторичная обмотка которого имеет заземленную среднюю точку, и трех цепочек конденсаторов, соединенных между собой вентилями. К средней цепочке конденсаторов подключается нагрузка.

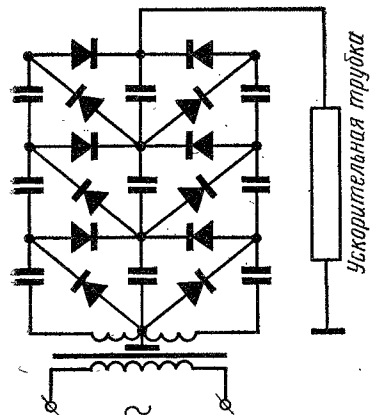


Рис. 1.11. Симметричная схема каскадного ускорителя

При холостом ходе конденсаторы схемы заряжаются до напряжения $2U_m$ (U_m — амплитуда напряжения, действующего между средней точкой и любым из концов вторичной обмотки трансформатора), и только непосредственно подключенные ко вторичной обмотке трансформатора конденсаторы крайних цепочек заряжаются до напряжения U_m . В результате максимальное выходное напряжение схемы равно $2nU_m$, где n — число каскадов.

При работе схемы на нагрузку конденсаторы средней цепочки разряжаются током, проходящим только через нагрузку. Убыль заряда восполняется дважды за период от конденсаторов крайних цепочек. Благодаря этому величина пульсации δu и падение напряжения Δu оказываются существенно меньше, чем в простой схеме каскадного умножителя. Пульсации, обусловленные паразитными емкостями, вообще отсутствуют.

Значение δu для симметричной схемы может быть найдено достаточно просто, так как средняя цепочка конденсаторов действует на выходное напряжение как один конденсатор. Так как конденсаторы этой цепочки за период $T=1/f$ подзаряжаются дважды, то заряд $\Delta Q_{\text{раз}}$, теряемый ими при прохождении тока нагрузки I_0 , будет равен

$$\Delta Q_{\text{раз}} = \frac{I_0}{2f}.$$

С другой стороны, при зарядке конденсаторы получают определенный заряд $\Delta Q_{\text{зар}}$. При одинаковых емкостях C конденсаторов средней цепочки заряд

$$\Delta Q_{\text{зар}} = \frac{C}{n} \delta u.$$

Падение напряжения на выходе симметричной схемы при работе на нагрузку

$$\delta u = \frac{I_0 n}{2fC}.$$

Из сравнения полученной формулы с аналогичным выражением для простой схемы каскадного умножителя видно, что величина δu в симметричной схеме в $(n+1)$ раз меньше, чем в несимметричной.

Падение напряжения на выходе симметричной схемы при работе на нагрузку

$$\Delta u = \frac{I_0}{fC} \left(\frac{1}{6} n^3 + \frac{1}{4} n^2 + \frac{1}{12} n \right).$$

Среднее значение выходного напряжения

$$U_{\text{ср}} = 2nU_m - \frac{I_0}{fC} \left(\frac{1}{6} n^3 + \frac{1}{4} n^2 + \frac{1}{12} n \right).$$

Особенности конструкции

При конструировании каскадных ускорителей стремятся получить возможно большее среднее значение выходного напряжения $U_{\text{ср}}$ при минимальных величинах падения напряжения и пульсации. Повысить выходное напряжение можно двумя способами: путем увеличения числа каскадов n и увеличения амплитуды напряжения на вторичной обмотке трансформатора U_m .

Как следует из полученных уравнений, величины δu и Δu сильно зависят от числа каскадов n . Поэтому при малых значениях n напряжение $U_{\text{ср}}$ растет почти пропорционально. При n , большем некоторого числа, из-за значительного внутреннего падения напряжения этот рост замедляется. Оптимальное число каскадов можно определить из условия

$$du_{\text{ср}}/dn = 0.$$

Тогда для несимметричной схемы каскадного ускорителя будем иметь

$$2U_m - \frac{I_0}{fC} \left(2n_{\text{опт}}^2 + n_{\text{опт}} - \frac{1}{6} \right) = 0.$$

Пренебрегая вторым и третьим членами в скобках, получим

$$n_{\text{опт}} = \sqrt{\frac{fCU_m}{I_0}}.$$

Для симметричной схемы оптимальное число каскадов

$$n_{\text{опт}} = 2 \sqrt{\frac{fCU_m}{I_0}}.$$

Видно, что при прочих равных условиях оптимальное число каскадов симметричной схемы в два раза больше, чем несимметричной. Таким образом, по симметричной схеме может быть построен ускоритель на более высокое напряжение.

Из полученных выражений следует, что для повышения напряжения каскадного ускорителя целесообразно увеличивать частоту f питающего напряжения и емкость C конденсаторов. Повышение частоты желательно и с точки зрения уменьшения величины пульсаций. Однако увеличивать частоту можно лишь до определенного предела, так как при повышенных значениях f начинает сказываться влияние паразитных емкостей и затрудняется настройка схемы.

Обычно величина f составляет несколько килогерц.

Увеличение емкости конденсаторов, хотя и желательно с точки зрения повышения напряжения и уменьшения значений Δu и Δu_i , но не всегда возможно: высоковольтный конденсатор большой емкости имеет значительные размеры и сложен в изготовлении.

Особые требования предъявляются к вентилям, работающим в схемах каскадных ускорителей. Они должны иметь малое внутреннее сопротивление в проводящем состоянии, обеспечивать прохождение больших импульсных токов во время заряда конденсаторов и выдерживать в запертом состоянии возможно большее обратное напряжение $U'_{\text{макс}}$. Величина $U'_{\text{макс}}$ однозначно определяет допустимое амплитудное напряжение на вторичной обмотке трансформатора U_m , а следовательно, и максимальное напряжение одно-

го каскада $2U_m$. Она является исходной при расчете схемы. Поскольку в запертом состоянии к каждому вентилю прикладывается максимальная разность потенциалов $2U_m$, амплитуда напряжения на вторичной обмотке трансформатора должна удовлетворять условию $U_m \leq U'_{\text{макс}}/2$.

В качестве вентиляей могут быть использованы кенотроны, секционированные газотроны и полупроводниковые диоды. Кенотроны и секционированные газотроны имеют большое обратное напряжение 200—300 кВ. Однако наличие у них накаливаемого катода создает серьезные трудности, связанные с обеспечением накала, так как катоды в схеме находятся под высоким потенциалом.

Использование полупроводниковых диодов снимает проблему накала катода. Вместе с тем для получения значительного обратного напряжения приходится соединять последовательно большое

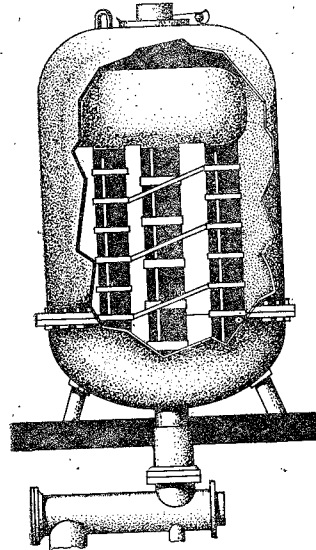


Рис. 1.12. Каскадный ускоритель в сжатом газе

число диодов, так как отдельный диод имеет сравнительно низкое обратное напряжение (несколько киловольт).

Ускорение заряженных частиц в каскадном ускорителе происходит в секционированной трубке, конструкция которой подобна описанной ранее. Секции трубки подключают к отдельным каскадам схемы умножения. Это позволяет уменьшить неравномерность распределения напряжения по длине трубки.

Габариты каскадных ускорителей определяются размерами отдельных элементов (конденсаторов, вентиляей) и величиной высоковольтных электродов. Для уменьшения габаритов ускорителя его помещают в атмосферу сжатого газа (рис. 1.12).

Каскадный ускоритель позволяет работать с большим током ускорительной трубки в непрерывном и импульсном режимах по сравнению с электростатическим ускорителем.

§ 1.3. ИМПУЛЬСНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ

Для эффективной работы ускорителей на большие энергии необходимо, чтобы заряженные частицы инжектировались в ускоритель, имея сравнительно высокую энергию. Поэтому они предварительно ускоряются. В качестве инжектора может быть использован импульсный ускоритель, состоящий из импульсного генератора (с повышающим импульсным трансформатором) и ускорительной трубки. Генератор ускорителя, иногда называемый модулятором, вырабатывает прямоугольные импульсы напряжения, которые подносятся на первичную обмотку повышающего импульсного трансформатора. Принцип действия таких генераторов подробно рассматривается в специальных курсах по импульсной технике. Обычно модуляторы строят по схеме с частичным разрядом конденсатора или с формирующим устройством. В первом случае в качестве коммутирующего элемента используют высоковольтные модуляторные лампы, например, типа ГМИ-2Б, ГМИ-14Б и др. Во втором случае роль управляющих элементов генератора выполняют, как правило, импульсные водородные тиратроны типа ТГИ1-2500/35 или ТГИ1-2500/25.

Генератор с частичным разрядом конденсатора позволяет сравнительно просто регулировать длительность импульса и его амплитуду; он может работать с большой частотой следования импульсов. Однако из-за сравнительно малого анодного тока ламп выходная мощность генератора ограничена.

Генераторы с формирующим устройством позволяют получать импульсы большой мощности, так как тиратроны, имея примерно то же рабочее напряжение, что и лампы (30—50 кВ), способны коммутировать токи до 2500—5000 А. Существенный недостаток таких генераторов состоит в том, что они критичны к величине сопротивления нагрузки и не позволяют плавно изменять длительность импульса.

Описанные генераторы дают возможность получать импульсы напряжения амплитудной 30—50 кВ. Этого напряжения недостаточ-

но для предварительного ускорения заряженных частиц. Поэтому выходное напряжение генератора повышают до 0,8—1,0 МВ при помощи импульсного трансформатора.

Трансформирование импульсов прямоугольной формы имеет ряд специфических особенностей. Согласно закону электромагнитной индукции приложенное к первичной обмотке напряжение u_1 должно уравниваться индуктированной в обмотке э. д. с. (вторичная обмотка разомкнута):

$$u_1 = w_1 \frac{\partial \Phi}{\partial t} = w_1 S \frac{\partial B}{\partial t},$$

где w_1 — число витков первичной обмотки; S — сечение сердечника трансформатора, м²; B — магнитная индукция, Т.

Интегрируя это уравнение, получим выражение для расчета величины приращения индукции ΔB в сердечнике трансформатора за время действия импульса t_n :

$$\Delta B = B(t_n) - B(0) = \frac{1}{w_1 S} \int_0^{t_n} u_1 dt.$$

Поскольку при трансформировании прямоугольного импульса первичное напряжение постоянно, в этом случае приращение индукции пропорционально длительности импульса:

$$\Delta B = \frac{u_1 t_n}{w_1 S}.$$

Изменяющийся по линейному закону магнитный поток индуктирует во вторичной обмотке напряжение u_2 , равное

$$u_2 = \frac{w_2 S \Delta B}{t_n},$$

где w_2 — число витков вторичной обмотки.

Из уравнения следует, что для получения большого напряжения на вторичной обмотке при заданной длительности импульса необходимо увеличивать число витков вторичной обмотки, площадь сечения сердечника трансформатора и работать с возможно большими приращениями индукции.

Предельная величина ΔB ограничена явлением насыщения материала сердечника и обычно не превышает 1Т. Увеличивать w_2 и S также возможно лишь до определенного предела, так как при этом растут паразитная емкость и индуктивность рассеяния, способствующие возникновению паразитных колебаний. Эти колебания приводят к искажению трансформируемого импульса. Поэтому, если задан определенный уровень искажений, величины w_2 и S не могут превышать некоторого предела. В силу этого максимальное напряжение, которое получают при помощи таких трансформаторов, не превышает ~ 1 МВ.

Если вторичная обмотка трансформатора нагружена, то размагничивающее действие тока в ней приводит к искажению формы выходного импульса. В результате амплитуда импульса изменяется, что вызывает в конечном итоге изменение энергии ускоряемых частиц.

Для стабилизации импульсного напряжения применяют специальные электронные схемы. В простейшем случае такая схема состоит из регулирующей лампы и цепи управления. Регулирующую лампу включают последовательно в цепь вторичной обмотки, и катод ее заземляют. Управляющее напряжение на сетку лампы подается через усилитель от делителя, включенного параллельно ускорительной трубке, таким образом, чтобы при увеличении или уменьшении u_2 от заданного значения увеличивалось или уменьшалось и анодное напряжение u_a регулирующей лампы. Поскольку вторичная обмотка, регулирующая лампа и ускорительная трубка включены последовательно, то $u_2 - u_a = u_{\text{уск}}$, где $u_{\text{уск}}$ — напряжение на ускорительной трубке. Таким образом, колебания u_2 будут компенсироваться соответствующими изменениями u_a , и напряжение на трубке будет стабилизировано.

Разработка импульсных трансформаторов представляет сложную инженерно-техническую задачу. При их конструировании необходимо обеспечить неискаженную передачу трансформируемого импульса и надежную изоляцию высоковольтного вывода вторичной обмотки. Эти трудности усугубляются тем, что трансформатор должен иметь большой (свыше 10) коэффициент трансформации.

Для сердечника трансформатора используют ленточную холоднокатаную кремнистую сталь. Обмотки выполняют таким образом, чтобы свести к минимуму междувитковую паразитную емкость. Сердечник с обмотками помещают в бак, наполненный трансформаторным маслом. На верхней крышке бака устанавливают изолятор высоковольтного вывода вторичной обмотки.

Наряду с импульсными ускорителями, основанными на трансформировании прямоугольных импульсов напряжения, имеются ускорители, в которых первичная обмотка повышающего трансформатора питается синусоидальным напряжением промышленной частоты. Ускорительная трубка подключается ко вторичной обмотке и находится под воздействием высокого переменного напряжения. Трубка имеет управляющий электрод, который позволяет регулировать величину тока через нее вплоть до полного запираания.

Импульсный режим работы ускорителя осуществляется путем подачи отпирающих импульсов напряжения на управляющий электрод в моменты времени, когда напряжение, приложенное к трубке, соответствует режиму ускорения частиц. Как правило, это происходит тогда, когда напряжение почти достигает амплитудного значения.

Несмотря на то, что напряжение на вторичной обмотке трансформатора изменяется по синусоидальному закону, за время действия коротких управляющих импульсов напряжение на трубке остается практически постоянным. Так, например, если управляющий

импульс подавать в пределах ± 1 эл. град. (что при частоте 50 Гц соответствует $t_{\text{и}} = 100$ мкс) относительно момента времени, когда величина u_2 достигает амплитудного значения, то напряжение на трубке изменится всего на 0,02%.

Если длительность работы ускорителя составляет большой промежуток времени ($t_{\text{и}} \geq 1$ мс), то стабилизация напряжения на трубке осуществляется при помощи регулирования тока в ней. С этой целью на управляющий электрод подается импульс специальной формы.

По этому принципу в Институте ядерной физики Сибирского отделения АН СССР был создан ускоритель электронов на энергию 1,5 МэВ.

Трансформатор этого ускорителя имеет секционированную вторичную обмотку, расположенную кааксиально с первичной. Центральная часть сердечника состоит из 16 отдельных изолированных друг от друга дисков, с которыми соединяется средняя точка двух соседних секций вторичной обмотки. В центре дисков имеются отверстия, через которые проходит ускорительная трубка.

Трубка разборная и состоит из 8 одинаковых секций, соединенных между собой резиновыми уплотнителями. Источником электронов является подогревный катод из гексаборида лантана. Общая длина ускорительной трубки около 1,2 м. Напряжение на промежуточных электродах устанавливается при помощи делителя. Управление различными системами, находящимися под высоким потенциалом (регулировка тока накала катода, длительности импульсов и др.), осуществляется, как и в электростатических ускорителях, при помощи изоляционных нитей.

Весь ускоритель помещается в бак, наполненный смесью фреона и азота при давлении до 15 ат. Выпуск ускоренных электронов из трубки осуществляется через окно из титановой фольги толщиной 50 мкм и площадью 400×40 мм.

Ускоритель может работать как в режиме одиночных импульсов, так и в периодическом режиме с частотой следования импульсов до 50 Гц.

Максимальный ток ускоренных электронов 0,1 А, наибольшая длительность импульса 5 мс. Диаметр пучка на выходе трубки 5 мм. Максимальное значение средней мощности в кратковременном режиме достигает 30 кВт. Габариты ускорителя с выпускным устройством и вакуумным насосом: высота 3,3 м, диаметр 1,3 м, вес ускорителя 8 тс.

Благодаря высокой мощности электронного пучка, малым габаритам и простоте конструкции такие источники быстрых электронов особенно удобны для использования в технологических целях (облучение полимеров, плавка и сварка металлов и т. д.).

В последние годы разработаны импульсные ускорители электронов на энергию до 1 МэВ и ток свыше 1000 А при длительности импульса 10—100 нс. Создание таких ускорителей стало возможным благодаря значительным успехам в области эмиссионной электроники, импульсной и вакуумной техники. Для получения большого

импульсного тока в ускорительной трубке используют либо многонольчатые автоэмиссионные, либо плазменные катоды.

§ 1.4. ЛИНЕЙНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ С ТРУБКАМИ ДРЕЙФА

Линейный резонансный ускоритель заряженных частиц впервые был предложен в 1924 г. и вскоре были построены несколько действующих установок этого типа. Однако широкого распространения они не получили. В 1931 г. был изобретен циклический резонансный ускоритель тяжелых частиц — циклотрон, который по своим параметрам значительно превосшел существовавшие линейные ускорители. Поэтому дальнейшие работы по линейным ускорителям велись недостаточно интенсивно. Вновь интерес к этим машинам возродился в конце 40-х годов, когда были достигнуты большие успехи в области радиоэлектроники, позволившие по-новому использовать принцип линейного резонансного ускорения.

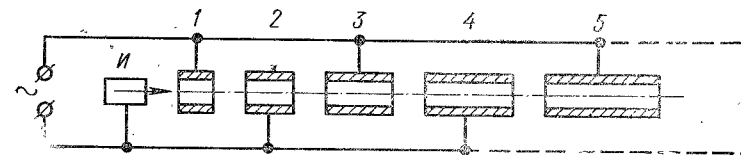


Рис. 1.13. Схематическое изображение линейного резонансного ускорителя с трубками дрейфа:

И — ионный источник; 1—5 — трубки дрейфа

Простейший линейный ускоритель схематически изображен на рис. 1.13.

Ускорение положительно заряженных частиц, образующихся в ионном источнике И, осуществляется в зазорах между трубчатыми электродами, которые называются трубками дрейфа и располагаются вдоль общей оси. Трубки с нечетными номерами подключены к одному полюсу источника переменного напряжения, а трубки с четными номерами — к другому. При отрицательной полярности электрода 1 положительные ионы, вышедшие из источника, ускоряются в зазоре между источником И и первой трубкой и попадают внутрь этого электрода. Внутри трубки дрейфа электрическое поле отсутствует и движение частицы в ней происходит по инерции. За время, которое затрачивает ион на прохождение трубки дрейфа, полярность ускоряющего напряжения изменяется на противоположную, поэтому в зазоре между электродами 1 и 2 частицы вновь будут ускоряться. Так как скорость иона после прохождения каждого зазора возрастает, то соответственно увеличивается и длина трубок дрейфа. Ускоритель рассчитывают таким образом, чтобы время движения частицы между двумя соседними зазорами было равно половине периода T_0 ускоряющего напряжения. При этих условиях движение ионов будет происходить, как описано, т. е. в резонанс с изменением напряжения.

Конечная максимальная энергия ионов

$$W_{\text{макс}} = N\Delta W = NqU_m,$$

где N — число трубок дрейфа; ΔW — приращение энергии иона после прохождения каждого зазора; q — заряд иона; U_m — амплитуда ускоряющего напряжения.

Определим приближенно длину элементов ускоряющей системы состоящих из трубки дрейфа и зазора. Длина n -го элемента

$$S_n = v_n \frac{T_0}{2},$$

где v_n — скорость иона в n -й трубке.

Период T_0 ускоряющего напряжения связан с длиной волны λ_0 через скорость света c соотношением

$$T_0 = \lambda_0 / c.$$

Тогда длина элемента определится выражением

$$S_n = \frac{v_n \lambda_0}{2c} = \frac{\beta_n \lambda_0}{2}.$$

В этом выражении через β_n обозначено отношение скорости иона к скорости света.

Полученная формула позволяет рассчитать длину элементов ускоряющей системы линейного ускорителя. Выразив скорость иона v_n через его кинетическую энергию W_n , получим

$$W_n = \frac{m_0 v_n^2}{2} \quad \text{или} \quad v_n = \sqrt{\frac{2W_n}{m_0}}.$$

Тогда

$$S_n = \frac{\lambda_0}{2c} \sqrt{\frac{2W_n}{m_0}}.$$

Так как $W_n = n\Delta W$, то окончательно будем иметь

$$S_n = \frac{\lambda_0}{2c} \sqrt{\frac{2n\Delta W}{m_0}}.$$

Из этого соотношения видно, что длина элементов ускоряющей системы должна увеличиваться в $\sqrt{n}$, т. е. пропорционально корню квадратному из целых чисел. Поэтому с увеличением энергии ускорителя его длина сильно возрастает. Наиболее компактным может быть сделан ускоритель тяжелых (с большой массой покоя m_0) ионов при использовании переменного питающего напряжения с малой длиной волны λ_0 . Однако вплоть до начала 40-х годов генераторы СВЧ колебаний не были разработаны. Поэтому в линейных ускорителях при их разумной длине в то время целесообразно было получать только пучки тяжелых ионов и то небольшой (1—3 МэВ) энергии.

На рис. 1.14 показано устройство одного из линейных ускорителей. Он содержит 30 трубок дрейфа диаметром 0,5 см, установленных по оси стеклянной вакуумной камеры длиной 1,14 м и диаметром 0,1 м. Ускоряющая система питается от лампового генератора с выходным напряжением 42 кВ, работающего в диапазоне коротких волн ($\lambda_0 = 30$ м). Установка предназначена для ускорения ионов ртути. Источником ионов служит дуговая ртутная лампа, соединенная патрубком с вакуумной камерой ускорителя. В патрубке размещены электроды (А и В), предназначенные для фокусировки ионного пучка. Ускоритель работает при непрерывной откачке. При

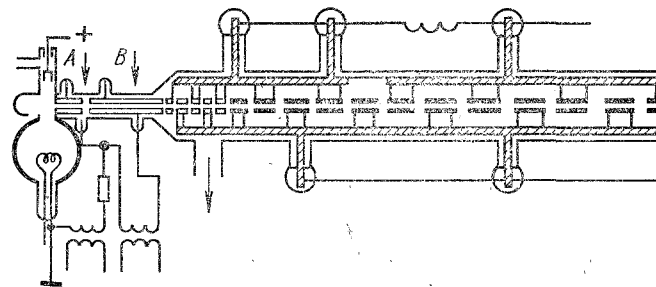


Рис. 1.14. Устройство линейного ускорителя с трубками дрейфа

прохождении каждого ускоряющего зазора ионы получают приращение энергии $\Delta W = 42$ кэВ, в результате их конечная энергия оказывается равной

$$W_{\text{макс}} = N\Delta W = 30 \cdot 42 = 1260 \text{ кэВ} = 1,26 \text{ МэВ}.$$

Ускоренные частицы либо используются для бомбардировки мишени, установленной в конце вакуумной камеры, либо выводятся из установки наружу.

§ 1.5. ЛИНЕЙНЫЙ ИНДУКЦИОННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ

Первые действующие линейные индукционные ускорители (ЛИУ) были созданы в начале 60-х годов. В настоящее время разработка и строительство ЛИУ ведется во многих странах. Линейные индукционные ускорители экономичны и достаточно просты по конструкции, они позволяют получать электронные пучки большой интенсивности и с высокой моноэнергетичностью. В принципе ЛИУ пригодны также для ускорения тяжелых частиц.

Работа ЛИУ основана на явлении электромагнитной индукции. Рассмотрим ферромагнитное кольцо — сердечник (рис. 1.15), на которое нанесена электрическая обмотка. Если изменить ток в обмотке, то произойдет изменение индукции магнитного поля $\mathbf{B}$ в сердечнике и в окружающем пространстве возникает вихревое элек-

трическое поле E . Связь между полями B и E устанавливается вторым уравнением Максвелла:

$$\text{rot } E = - \frac{\partial B}{\partial t}.$$

Силовые линии вихревого электрического поля замыкаются вокруг сердечника. В центре сердечника направление поля E совпадает с осью симметрии ячейки. Вихревое электрическое поле и используется для ускорения электронов в ЛИУ.

Ускоряющая система ЛИУ (рис. 1.16) состоит из большого числа ячеек описанной конструкции, называемых индукторами.

При изменении индукции магнитного поля в сердечниках ячеек на оси ускоряющей системы возникает вихревое электрическое поле, которое (при достаточно большой длине системы) определяется выражением

$$E = - \frac{N}{l} S \frac{\partial B}{\partial t},$$

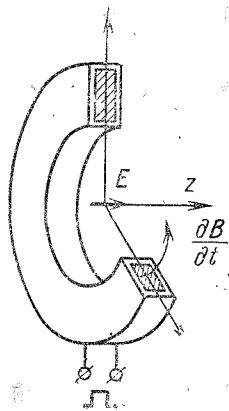


Рис. 1.15. Элемент ускоряющей системы линейного индукционного ускорителя

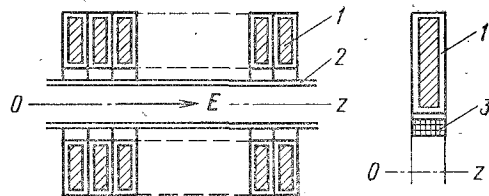


Рис. 1.16. Ускоряющая система линейного индукционного ускорителя:
1 — индукторы; 2 — вакуумная камера; 3 — фокусирующая катушка

где N — число сердечников; l — длина системы; S — сечение одного сердечника; $\partial B / \partial t$ — скорость изменения индукции в сердечнике.

Для того чтобы пучок электронов на выходе ускорителя был высокоэнергетичным, необходимо обеспечить изменение индукций магнитного поля во времени по линейному закону. С этой целью питание обмоток индукторов осуществляют короткими импульсами напряжения прямоугольной формы. Напряженность вихревого поля на оси системы в этом случае рассчитывают по формуле

$$E = - \frac{N}{l} S \frac{\Delta B}{t_n},$$

где ΔB — приращение индукции в сердечнике за время импульса t_n .

Энергия электронов, прошедших путь l вдоль вихревого поля,

$$W = e \int_0^l E dz = eNS \frac{\Delta B}{t_n}.$$

В современных ЛИУ скорость изменения индукции $\Delta B / t_n$ выбирают в пределах 10^6 — 10^7 Т/с. Длительность импульса обычно равна 50—500 нс.

Ускорение электронов осуществляется в вакуумной трубке 2, находящейся при непрерывной откачке. Вакуумная полость ускорителя может быть создана и без применения специальной трубки. Например, в линейном индукционном ускорителе ЛИУ-3000 отечественной разработки вакуумная камера образована непосредственно индукторами, плотно прижатыми друг к другу через резиновые прокладки. Индукторы по 12 штук собраны в отдельные секции, которые в свою очередь попарно сочленены в блоки ускоряющей системы. К патрубкам в месте соединения блоков подключены агрегаты для откачки. Рабочий вакуум в секциях составляет примерно $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.

В качестве инжектора электронов в ЛИУ используют электронные пушки, подобные тем, которые применяют в мощных электронных приборах сверхвысоких частот (например, клистронах). Высоковольтным источником для питания пушки служат, как правило, импульсные трансформаторы. Конструктивно они выполняются в виде секций из индукторов, как и основная ускоряющая система.

Импульсный ток ускоряемых в ЛИУ электронов составляет сотни ампер и более, что на 2—3 порядка превышает ток линейных электронных ускорителей с бегущей волной (см. § 1.6). В таком интенсивном пучке большую величину имеют кулоновские силы расталкивания, приводящие к увеличению радиального размера электронного потока. Для компенсации сил расталкивания применяют фокусирующую систему, состоящую из ряда магнитных линз. Линзы устанавливают обычно в промежутках между секциями ускоряющей системы или внутри индукторов (см. рис. 1.16).

Формирование прямоугольного импульса высокого напряжения для индукционной системы осуществляется специальной схемой импульсного питания ускорителя.

Параметры современных ЛИУ представлены в табл. 1.3.

Таблица 1.3

Параметры линейных индукционных ускорителей

Параметры	ЛИУ-3000, г. Дубна (СССР)	ЛИУ-30/250, г. Дубна (СССР)	СИЛУНД, г. Дубна (СССР)
Энергия частиц, МэВ	3	30	3
Ток пучка, А	200	250	2000
Длительность импульса, нс	350	500	20
Частота следования импульсов, Гц	0—25	0—50	0—50
Разброс энергий, %	—	3	2

§ 1.6. ЛИНЕЙНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ С БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ

Первые линейные резонансные ускорители электронов с бегущей волной были разработаны и построены в 1946—1947 гг. За последние 10—15 лет эти приборы получили широкое распространение не только при проведении физических исследований, но также в промышленности (рентгенодефектоскопия, облучение полимеров, сварка), медицине (терапия, стерилизация инструмента и медикаментов) и многих других областях.

Принцип действия

Ускоряющей системой таких установок является цилиндрический диафрагмированный волновод (рис. 1.17), в котором возбуждается бегущая электромагнитная волна типа E_{01} с фазовой скоростью v_{ϕ} , равной скорости электронов v_a . Электроны ускоряются продольной составляющей электрического поля бегущей волны и приобретают энергию, перемещаясь вместе с волной вдоль оси волновода. Иногда подобные ускорители называют волноводными.

Рассмотрим подробнее принцип действия ускорителя с бегущей волной.

Для того чтобы осуществить ускорение электронов полем бегущей волны, необходимо выполнить условие $v_{\phi} = v_a$.

Фазовая скорость электромагнитных колебаний, распространяющихся в волноводе, зависит от их длины волны и конструкции волновода. В гладком волноводе (например, в виде полой круглой трубы) фазовая скорость, как известно, всегда больше скорости света: $v_{\phi} > c$. Отсюда следует, что гладкий волновод не пригоден для ускорения электронов, так как частицы не могут перемещаться со скоростью, большей скорости света. Для достижения равенства между фазовой скоростью волны и скоростью электронов необходимо уменьшить величину v_{ϕ} . Это может быть достигнуто рядом способов.

В ускорительной технике наиболее удобным оказался метод замедления волны с помощью системы круглых проводящих диафрагм, установленных в цилиндрическом волноводе. Ячейки диафрагмированного волновода можно рассматривать как совокупность

связанных через отверстия объемных резонаторов. Фазовая скорость распространения волны через диафрагмированный волновод зависит от его параметров: радиуса волновода b , радиуса отверстия в диафрагмах a , расстояния между диафрагмами d и толщины диафрагм h . Таким образом, выбором геометрии волновода можно добиться необходимого значения фазовой скорости. На начальной стадии процесса ускорения скорость электронов невелика. Постепенно возрастая, она становится практически равной скорости света.

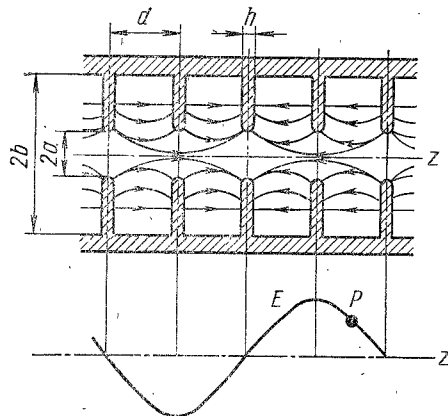


Рис. 1.17. Электрическое поле в диафрагмированном волноводе

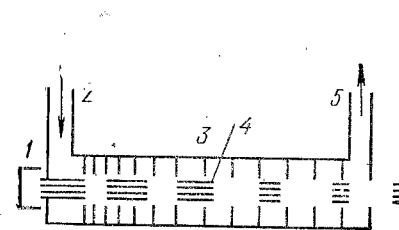


Рис. 1.18. Схематическое изображение линейного резонансного ускорителя электронов с бегущей волной:

1 — электронная пушка; 2 — питающий волновод; 3 — диафрагмированный волновод; 4 — электронные сгустки; 5 — волновод вывода неиспользованной мощности СВЧ

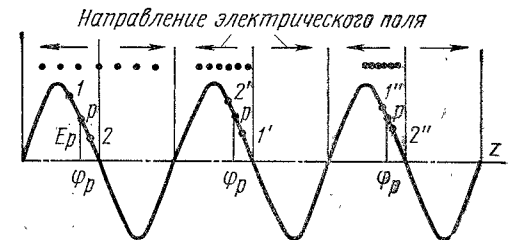


Рис. 1.19. Механизм автофазировки в линейном электронном ускорителе с бегущей волной

по соответствующему закону должна изменяться вдоль волновода и фазовая скорость бегущей волны.

Схематическое изображение ускорителя с бегущей волной показано на рис. 1.18. Электроны вводятся в диафрагмированный волновод 3 с помощью высоковольтной электронной пушки 1. Режим инжекции — импульсный; энергия инжекции составляет обычно 30—100 кэВ. Двигаясь вдоль волновода, электроны непрерывно наращивают энергию. В конце волновода электроны сталкиваются с мишенью или выводятся наружу через специальные окна. Для питания волновода используют мощные генераторы сверхвысокочастотных колебаний — импульсные магнетроны или клистроны, работающие в диапазоне длин волн $\lambda = 10—25$ см. Сверхвысокочастотные колебания в диафрагмированный волновод поступают через гладкий питающий волновод 2. В конце ускорителя неиспользованная мощность СВЧ колебаний бегущей волны отводится в поглощающую нагрузку. Ускоритель работает при непрерывной откачке.

Большинство частиц, введенных в волновод, оказывается вовлеченным в процесс ускорения. Это происходит благодаря действию автофазировки — физического явления, лежащего в основе работы многих ускорителей заряженных частиц. Автофазировка — это устойчивость колебаний фаз заряженных частиц относительно равновесной фазы. Вследствие автофазировки частицы собираются в ком-

пактные сгустки вокруг так называемой равновесной частицы. Равновесной (или синхронной) является частица, скорость которой в любой момент времени совпадает с фазовой скоростью ускоряющей волны. Для объяснения механизма автофазировки (подробно он описан в § 2.5) рассмотрим рис. 1.19, на котором показана кривая распределения напряженности электрического поля бегущей волны вдоль оси волновода в фиксированный момент времени. Кривая перемещается вдоль оси z с фазовой скоростью v_ϕ . Вследствие автофазировки равновесный электрон располагается перед гребнем волны. Например, он может находиться в точке p , где напряженность электрического поля равна E_p . В этом случае электрон 1 будет в области действия более сильного электрического поля, чем равновесный электрон. Следовательно, скорость этого электрона также окажется большей и он, обогнав равновесный электрон, займет положение $1'$. В этом положении увеличение скорости электрона будет меньшим, чем у равновесной частицы, и он попадает в точку $1''$, и т. д. Таким образом, электрон будет совершать продольные колебания относительно равновесной частицы, перемещающейся со скоростью v_ϕ . Аналогично будет происходить движение электрона 2 и большинства других инжектированных частиц. Колебания, совершаемые частицами, являются затухающими. Поэтому электроны постепенно стягиваются в сгустки. Процесс группирования схематически показан на рис. 1.19. Электроны в сгустке в среднем обладают одинаковой энергией.

Полная энергия равновесного электрона, т. е. сумма его кинетической энергии и энергии покоя, определяется выражением

$$W_{\text{н}} = ezE_p + W_{\text{ин}},$$

где z — расстояние, пройденное электроном вдоль оси волновода; $W_{\text{ин}}$ — полная энергия электрона на входе в волновод.

Напряженность поля E_p связана с амплитудным значением напряженности E_m соотношением

$$E_p = E_m \cos \varphi_p,$$

в котором величина φ_p является фазой равновесного электрона.

Начало отсчета фазы соответствует амплитудному значению напряженности электрического поля. Следовательно, полная энергия ускоренного электрона

$$W_{\text{н}} = ezE_m \cos \varphi_p + W_{\text{ин}}.$$

С другой стороны, согласно теории относительности для величины $W_{\text{н}}$ имеем

$$W_{\text{н}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_z}{c}\right)^2}}.$$

Из двух последних равенств получаем уравнение

$$\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_z}{c}\right)^2}} = ezE_m \cos \varphi_p + W_{\text{ин}},$$

которое позволяет найти скорость электрона v_z в каждой точке оси, т. е. рассчитать закон изменения вдоль оси волновода фазовой скорости бегущей волны v_ϕ . Полученное уравнение выведено в предположении постоянства амплитуды ускоряющего поля вдоль оси волновода. В действительности имеет место затухание поля, обусловленное потерями СВЧ мощности в стенках волновода, что необходимо учитывать при расчете ускорителя. Волновод ускорителей на большие энергии изготавливают из отдельных секций и к началу каждой секции подключают индивидуальный источник сверхвысокочастотных колебаний.

Как видно из рис. 1.17, ускоряющее электрическое поле вблизи равновесной фазы имеет радиальную составляющую, которая вызывает дефокусировку электронов. Для сохранения радиальных размеров электронного пучка в требуемых пределах обычно применяют длинные магнитные линзы. Магнитная фокусировка необходима только в той части ускорителя, где скорость электронов заметно меньше скорости света. Когда скорость электронов становится близкой к скорости света, радиальная дефокусировка пучка практически исчезает.

Во многих областях науки и техники используют электронные пучки с малым разбросом энергий частиц. Такие пучки могут быть получены в линейных ускорителях. Для достижения высокой монохроматичности пучка необходимо принимать специальные меры. Они заключаются в предварительном группировании электронов, вводимых в ускоряющий диафрагмированный волновод. В качестве группирователя может быть использована секция диафрагмированного волновода или система объемных резонаторов.

Особенности конструкции

К диафрагмированному волноводу и некоторым другим узлам линейного ускорителя предъявляются высокие требования. Волновод должен изготавливаться с большой точностью (допуски порядка 10^{-2} мм и менее). В противном случае распределение фазовой скорости волны вдоль оси волновода будет отличаться от расчетного, что приведет к неучтенному изменению энергии электронов на выходе ускорителя, а также изменению монохроматичности пучка. К тем же последствиям приводит нестабильность геометрических размеров волновода, возникающая из-за его нагрева высокочастотными токами и резких колебаний температуры окружающей среды. Для стабилизации теплового режима принимают специальные меры. Обычно волновод охлаждают проточной водой, температура и режим движения которой поддерживаются неизменными.

Существенное влияние на параметры электронного пучка оказывает также нестабильность частоты генератора сверхвысокочастотных колебаний. Допустимая нестабильность составляет величину порядка 10^{-4} . В настоящее время такая (и даже меньшая) нестабильность может быть обеспечена сравнительно просто.

Достижение высокой точности, с которой должен изготавливаться диафрагмированный волновод, является сложной технологической задачей. Разработаны и применяются различные способы производства волноводов. Так, например, при использовании метода гальванического наращивания первоначально с высокой точностью изготовляют сборную алюминиевую матрицу с профилем, соответствующим конфигурации внутренней полости волновода. Затем в

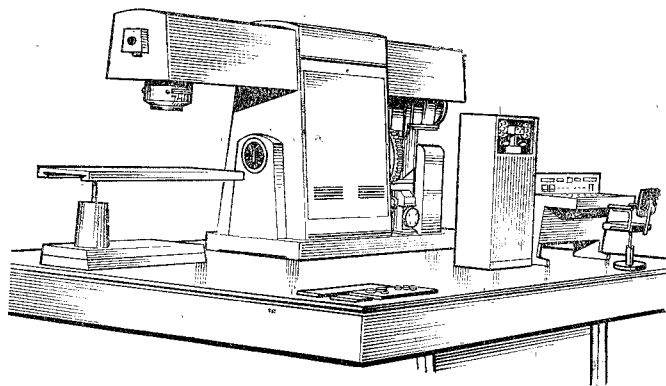


Рис. 1.20. Внешний вид линейного ускорителя электронов с бегущей волной на энергию 15 МэВ

электролитической ванне на матрицу осаждается толстый слой меди. После этого алюминий вытравливается химическим путем и заготовка волновода освобождается.

В некоторых случаях для изготовления волновода применяют калиброванные медные трубы. Монтаж диафрагм осуществляют методом тепловой посадки: диафрагмы охлаждают с помощью жидкого азота и затем размещают в трубе.

Хорошо разработана технология производства паяных волноводов. Конструкцию волновода набирают из отдельных точно изготовленных элементов, имеющих вид короткого стакана с отверстием в центре дна. После тщательной центровки набора производят его пайку токами высокой частоты в вакууме; в качестве припоя используют серебро.

На рис. 1.20 показан внешний вид линейного ускорителя с бегущей волной на 15 МэВ.

В СССР работы по линейным ускорителям с бегущей волной проводятся в Московском инженерно-физическом институте, Физико-техническом институте АН УССР, Научно-исследовательском

институте электрофизической аппаратуры им. Д. В. Ефремова и некоторых других организациях.

О параметрах резонансных ускорителей электронов с бегущей волной позволяет судить табл. 1.4.

Таблица 1.4

Параметры резонансных ускорителей электронов с бегущей волной

Параметры	Ускорители		
	У-5, МИФИ (СССР)	У-12, МИФИ (СССР)	ФТИ АН УССР (СССР)
Энергия частиц, МэВ	3	5	2000
Относительная ширина спектра энергий, %	10	10	10
Длина, м	0,6	2	250
Ток в импульсе, мА	180	100	50—100
Длительность импульса, мкс	400	—	1,5
Частота следования импульсов, Гц	2	400, 200 одиночный	50
Диаметр пучка, мм	4—6	4—6	5—10
Напряжение инжекции, кВ	50	50	—

На рис. 1.21 в качестве примера показана схема линейного ускорителя с бегущей волной на 6 МэВ, разработанного в МИФИ под руководством О. А. Вальднера.

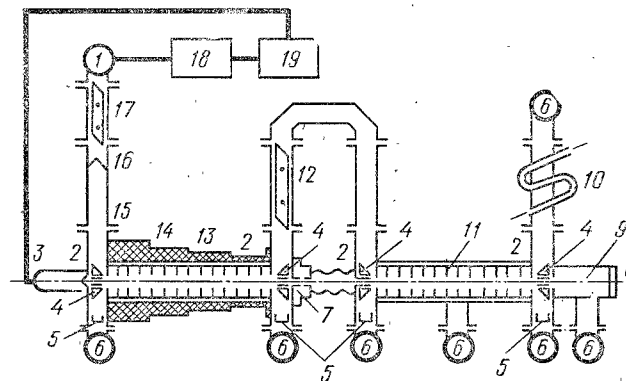


Рис. 1.21. Схема линейного электронного ускорителя с бегущей волной на энергию 6 МэВ:

1 — магнетрон; 2 — трансформатор волны; 3 — инжектор; 4 — возбуждающие втулки — «грибы»; 5 — согласующие поршни; 6 — вакуумные насосы; 7 — магнитная линза; 8 — выходное окно; 9 — оконечная вакуумная камера; 10 — оконечная поглощающая нагрузка; 11 — вторая (ускоряющая) секция волновода; 12 — фазовращатель в прямоугольном волноводе; 13 — первая (группирующая) секция; 14 — фокусирующие катушки; 15 — переходная секция; 16 — вакуумное окно; 17 — фазовращатель в круглом волноводе; 18 — модулятор магнетрона; 19 — модулятор инжектора

Диафрагмированный волновод ускорителя состоит из двух секций. Электроны инжектируются в первую (группирующую) секцию 13, в которой происходит их предварительное ускорение и концен-

трация в сгустки. Затем частицы поступают во вторую (ускоряющую) секцию 11, где приобретают конечную энергию. Электронный пучок выводится из ускорителя наружу через тонкое алюминиевое окно 8 в оконечной вакуумной камере 9.

Инжектором служит электронная пушка с вольфрамовым катодом в виде плоской спирали. Анод пушки заземлен, а на катод подаются отрицательные импульсы высокого напряжения от модулятора инжектора 19. Энергия инжекции равна 50 кэВ.

Для питания диафрагмированного волновода используется магнетрон 1, управляемый импульсным модулятором 18. Модулированные прямоугольными импульсами СВЧ-колебания магнетрона поступают в группирующую секцию через отрезок круглого волновода с фазовращателем 17 и переходную секцию 15, сочленяющую круглый волновод с прямоугольным. В переходной секции имеется вакуумное окно 16, которое разделяет части ускорителя, находящиеся под высоким вакуумом и при атмосферном давлении. Непосредственный ввод высокочастотной мощности в группирующую секцию осуществляется через трансформатор волны 2. Он предназначен для преобразования волны типа H_{01} в прямоугольном волноводе в волну типа E_{01} в диафрагмированном волноводе. Неиспользованная СВЧ мощность на выходе ускорителя отводится в поглощающую нагрузку 10.

Конечная энергия электронов регулируется в пределах 4—6 МэВ путем изменения ускоряющей фазы электрического поля на входе второй секции. Для изменения фазы служит фазовращатель 12, установленный в волноводном тракте, соединяющем конец первой и начало второй секций.

Настройка и согласование отдельных высокочастотных элементов ускорителя осуществляется с помощью специальных устройств 4, 5 (поршней, «грибков» и др.).

Для фокусировки электронов используется магнитная катушка 14, надетая на группирующую секцию диафрагмированного волновода. Дополнительная фокусировка обеспечивается магнитной линзой 7, установленной в промежутке между секциями.

Для откачки ускорителя служат несколько насосов 6, установленных по всей его длине.

Регулирование тока пучка в линейных ускорителях обычно производится путем изменения тока инжектора 3, т. е. электронной пушки. Изменение тока пушки осуществляется регулировкой накала ее катода.

Конструктивное решение ускорителя зависит от его назначения. Ускорители на небольшие (до 4—5 МэВ) энергии могут быть выполнены в виде малогабаритных стационарных или передвижных установок, удобных для использования в условиях промышленного предприятия или медицинского учреждения. В ряде случаев ускорители снабжают специальной магнитной головкой, которая позволяет менять направление выхода электронного пучка.

В настоящее время в эксплуатации находятся несколько линейных ускорителей на энергию более 1 ГэВ, построенных для нужд

ядерной физики. К их числу относится ускоритель на 2 ГэВ ФТИ АН УССР в Харькове (см. табл. 1.4), функционирующий с 1965 г. До пуска машины на 20 ГэВ в Станфорде (США) он был крупнейшим в мире.

Диафрагмированный волновод харьковского ускорителя состоит из 50 секций, питание которых осуществляется от мощных импульсных клистронов. Длина каждой секции 4,5 м. Ускоритель занимает здание длиной 425 м и шириной 21 м.

В заключение следует отметить, что стоимость линейных ускорителей растет приблизительно прямо пропорционально их максимальной энергии. При энергиях $W < (10-15)$ ГэВ линейные ускорители являются более дорогими установками, чем циклические ускорители электронов. В диапазоне энергий $W > (10-15)$ ГэВ линейные ускорители существенно дешевле циклических.

Современные линейные ускорители позволяют получать также пучки протонов с энергией до 100 МэВ и более. Основным элементом протонного ускорителя является объемный резонатор, по оси которого установлены трубчатые электроды возрастающей длины. Ускорение протонов происходит в промежутках между трубками электрическим полем стоячей электромагнитной волны, возбуждаемой в резонаторе.

Протонные линейные ускорители используют главным образом в качестве инжекторных устройств для крупных ускорителей; они распространены значительно меньше, чем электронные ускорители.

Измерение параметров пучка

При наладке ускорителей, а также в процессе их работы необходимо измерять параметры пучка заряженных частиц: длительность и амплитуду импульса тока, среднее значение тока пучка, энергию ускоренных частиц и др.

Измерение этих параметров представляет довольно сложную задачу и имеет свою специфику, которая проявляется в том, что обычные методы измерительной техники для указанных целей часто оказываются непригодными. Так, например, широко распространенный метод измерения тока при помощи шунта, включенного в разрыв цепи, в данном случае непригоден.

Измерение тока пучка осуществляется двумя способами: с прерыванием и без прерывания потока заряженных частиц.

При измерениях первым способом в качестве датчика используют устройство, называемое цилиндром Фарадея (рис. 1.22). Он представляет собой металлический стакан, во внутреннюю полость которого входит поток заряженных частиц. Толщину дна стакана выбирают такой, чтобы ускоренные частицы полностью поглощались в металле. Заряд, получаемый цилиндром, стекает через резистор R , на котором возникает падение напряжения, пропорциональное величине тока пучка, попадающего внутрь цилиндра. Это напряжение подается на осциллограф, и с его помощью определяются параметры импульса тока.

При измерениях с помощью цилиндра Фарадея пучок прерывается. Поэтому такой способ может применяться только в процессе наладки ускорителя, когда добиваются наилучшего токопрохождения пучка вдоль всего пути ускорения, а также для измерения тока пучка на мишени.

Контролировать параметры пучка на всем пути ускорения в процессе работы ускорителя позволяет только способ без прерывания потока частиц. Этот способ основан на том, что с помощью соответствующих датчиков — преобразователей регистрируют параметры электромагнитного поля, возбуждаемого ускоренным пучком, зависящие от величины тока.

Для измерения тока используют датчики, принцип действия которых основан либо на законе электромагнитной индукции (маг-

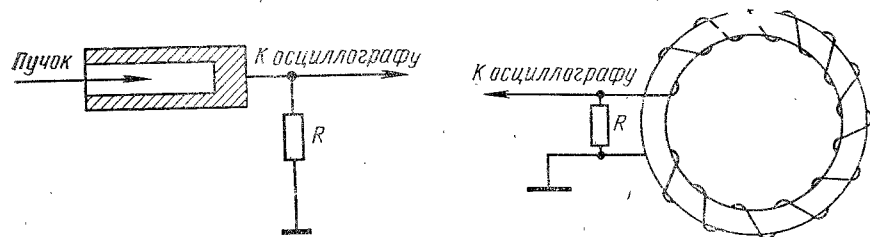


Рис. 1.22. Цилиндр Фарадея

Рис. 1.23. Схематическое изображение трансформатора тока

нитоиндукционный преобразователь, пояс Роговского), либо на явлении взаимодействия магнитного поля измеряемого тока с электронным потоком в твердом теле (датчик Холла) и вакууме (электронный датчик тока).

Магнитоиндукционный преобразователь представляет собой трансформатор тока (рис. 1.23). Он имеет кольцевой магнитный сердечник, на котором намотано определенное число витков проводника. Витки образуют вторичную обмотку трансформатора и подключаются к резистору R. Через центральное отверстие сердечника проходит пучок заряженных частиц, который в данном случае выполняет роль первичной обмотки трансформатора. При этом в соответствии с законом электромагнитной индукции во вторичной обмотке возникает напряжение, величина которого пропорциональна току пучка.

Такие преобразователи просты по конструкции и надежны в работе. Однако их частотный диапазон ограничен как со стороны высоких, так и со стороны низких частот. Поэтому магнитоиндукционные преобразователи могут воспроизводить импульсы тока без существенных искажений лишь в определенном диапазоне длительностей импульса t_n и фронта импульса.

Разновидностью магнитоиндукционного преобразователя является пояс Роговского (рис. 1.24). Он состоит из обмотки, нанесен-

ной на кольцевой каркас из немагнитного материала, и интегрирующей RC-цепи.

Если обмотку расположить таким образом, чтобы через центральное отверстие проходил поток заряженных частиц, то в ней возникнет э. д. с.

$$\mathcal{E} = -M \frac{di_{изм}}{dt},$$

где M — коэффициент взаимной индукции; $i_{изм}$ — ток ускоренных частиц.

При этом по цепи, состоящей из обмотки, резистора и конденсатора, будет проходить ток i , определяемый уравнением

$$-M \frac{di_{изм}}{dt} = L \frac{di}{dt} + iR + \frac{1}{C} \int i dt,$$

где L — индуктивность обмотки.

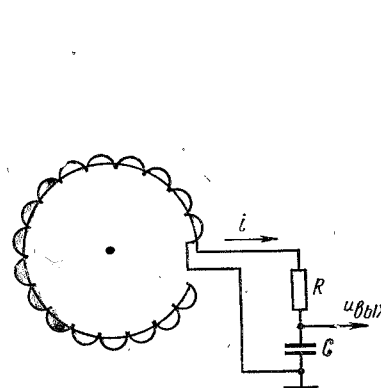


Рис. 1.24. Схематическое изображение пояса Роговского

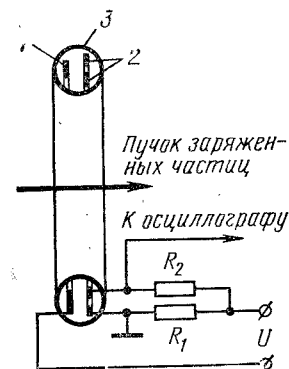


Рис. 1.25. Схема электронного преобразователя тока:
1 — катод; 2 — аноды; 3 — баллон

При изготовлении пояса Роговского параметры интегрирующей цепи стремятся выбирать такими, чтобы $L \frac{di}{dt} \ll iR$ и $\frac{1}{C} \int i dt \ll iR$. Тогда

$$i = -\frac{M}{R} \cdot \frac{di_{изм}}{dt}.$$

Так как выходное напряжение $u_{вых} = \frac{1}{C} \int i dt$, то, подставив выражение для тока i , будем иметь

$$u_{вых} = -\frac{M}{RC} i_{изм}.$$

Таким образом, с точностью, ограниченной принятыми допущениями, выходное напряжение оказывается пропорциональным измеряемому току.

В действительности из-за междувитковой емкости и индуктивности обмотки, неточности интегрирования при измерении тока и других причин зависимость $u_{\text{вых}}$ от $i_{\text{изм}}$ не является линейной. Это приводит к появлению погрешности, величина которой особенно сильно проявляется при измерении импульсов тока большой длительности с крутыми фронтами.

Лучшими частотными свойствами обладает электронный преобразователь тока, который представляет собой электровакуумный диод специальной конструкции (рис. 1.25).

В простейшем случае он состоит из кольцевого термокатода 1 и двух кольцевых анодов 2, расположенных в одной плоскости. Электроды помещены в вакуумный баллон 3. В цепь анодов включены резисторы R_1, R_2 . К электродам преобразователя прикладывается напряжение, а величины сопротивлений резисторов R_1, R_2 подбирают так, чтобы разность потенциалов между анодами в отсутствие измеряемого тока равнялась нулю.

Если пучок заряженных частиц направить вдоль оси симметрии преобразователя через центральное отверстие, то образованное им магнитное поле будет взаимодействовать с электронным потоком преобразователя и он отклонится. В результате произойдет перераспределение тока между анодами и на выходе преобразователя возникнет напряжение, величина которого будет пропорциональна току пучка.

Электронный преобразователь не имеет ограничений со стороны низких частот и вследствие этого позволяет измерять без искажения импульсы тока большой длительности, включая и постоянный ток. Высокочастотная граница, обусловленная спецификой взаимодействия электронного потока преобразователя с электромагнитным полем измеряемого тока, находится в области десятков мегагерц.

Внешний вид электронного преобразователя тока показан на рис. 1.26.

Для измерения энергии ускоренных частиц наиболее часто применяется метод отклонения пучка в поперечном магнитном поле.

Когда заряженная частица, имеющая кинетическую энергию W , влетает в однородное поперечное магнитное поле, траектория ее искривляется. Радиус кривизны r траектории определяется в общем случае соотношением (см. § 2.1)

$$r = \frac{\sqrt{W(W + 2W_0)}}{cqB},$$

где $W_0 = m_0c^2$ — энергия покоя частицы; q — заряд частицы; B — индукция магнитного поля.

Приведенная формула позволяет рассчитать кинетическую энергию частицы, если в магнитном поле с известной индукцией измерить радиус кривизны r траектории.

Схема измерения энергии ускоренных частиц представлена на рис. 1.27. Будем считать первоначально, что все ускоренные частицы обладают одинаковой энергией. Пучок частиц 1 через узкую щель — входной коллиматор 2 входит в поперечное магнитное поле 3. Траектория частиц искривляется, и они попадают на специальную пластинку 4 с узкой щелью — так называемый коллектор. Щели во входном коллиматоре и коллекторе расположены на дуге окружности известного радиуса R . За щелью в коллекторе помещается измеритель тока пучка — цилиндр Фарадея. Очевидно, пучок сможет попасть в измеритель тока 5 только в том случае, если радиус кривизны траектории частиц будет равен R . Определив величину ин-

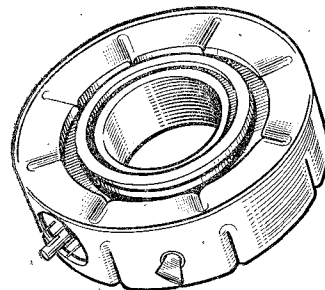


Рис. 1.26. Внешний вид электронного преобразователя тока

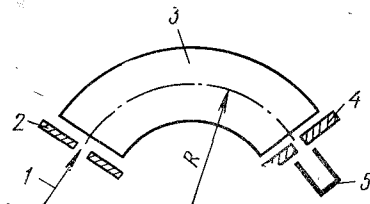


Рис. 1.27. Схема измерения энергии ускоренных частиц:

1 — пучок частиц; 2 — входной коллиматор; 3 — область магнитного поля; 4 — коллектор; 5 — измеритель тока

дукции магнитного поля, при которой пучок попадает в измеритель тока, можно рассчитать энергию ускоренных частиц.

В действительности не все частицы в пучке обладают строго одинаковой энергией. При постепенном увеличении индукции магнитного поля в измеритель тока вначале будут попадать частицы с меньшей, а затем — с большей энергией. Поэтому описанное устройство позволяет определить распределение частиц по энергиям, т. е. получить их энергетический спектр.

Из-за недостаточной однородности магнитного поля и неточности изготовления элементов магнитного анализатора энергию частиц определяют расчетным путем с довольно большой погрешностью. Точность определения энергии можно существенно увеличить, если магнитный анализатор прокалибровать по методу пороговых реакций. Известно, что некоторые реакции взаимодействия пучка с веществом начинаются при строго определенных энергиях ускоренных частиц. Величины пороговых энергий измерены с высокой степенью точности. Поэтому, фиксируя момент начала реакции, можно определить энергию частиц.

ГЛАВА 2

ЦИКЛИЧЕСКИЕ УСКОРИТЕЛИ С ПОСТОЯННЫМ ВО ВРЕМЕНИ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

§ 2.1. ПРИНЦИП ЦИКЛИЧЕСКОГО УСКОРЕНИЯ

В циклических ускорителях заряженные частицы набирают большую конечную энергию в результате многократного пересечения ускоряющего зазора, к которому приложена сравнительно небольшая разность потенциалов (рис. 2.1). Энергия, полученная частицей к концу цикла ускорения, складывается, таким образом, из очень большого числа малых порций. Причиной, заставляющей частицы многократно проходить ускоряющий зазор, является магнитное поле.

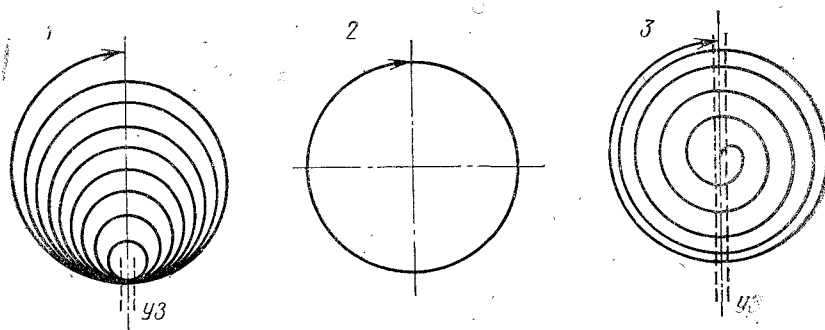


Рис. 2.1. Вид идеальных траекторий частиц в некоторых циклических ускорителях:
1 — спиральная (микротрон); 2 — круговая (бетатрон); 3 — спиральная (циклотрон);
УЗ — ускоряющий зазор

На частицу с зарядом q , движущуюся в магнитном поле с индукцией B , действует сила Лоренца

$$F_m = q[vB].$$

Как видно из приведенного выражения, эта сила перпендикулярна к векторам v и B . Она не производит работы, а лишь искривляет траекторию частиц.

Если частица движется с постоянной скоростью v перпендикулярно к силовым линиям однородного магнитного поля, то ее траектория является окружностью. Сила Лоренца направлена к центру окружности и равна в этом случае $F_m = qvB$.

С другой стороны, как известно, движение любого материального тела с массой m по круговой орбите радиуса r происходит в том случае, если к нему приложена центростремительная сила:

$$F_c = \frac{mv^2}{r}.$$

Поэтому условие движения заряженной частицы по круговой орбите в магнитном поле записывается в виде

$$qvB = \frac{mv^2}{r},$$

откуда

$$\frac{v}{r} = \frac{qB}{m}.$$

Отношение v/r представляет собой круговую частоту обращения частицы. Обозначив ее через ω , получим

$$\omega = \frac{qB}{m}.$$

Из этого выражения следует, что частота обращения заряженной частицы зависит от величины индукции магнитного поля B и удельного заряда частицы q/m и не зависит от ее скорости. Для периода обращения получаем выражение

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \frac{m}{qB}.$$

Через одинаковые промежутки времени, равные T , частица будет возвращаться в одну и ту же точку своей траектории. Таким образом, магнитное поле обеспечивает цикличность движения заряженной частицы по равновесной окружности.

Если на пути частицы расположен ускоряющий зазор, то она будет многократно его пересекать. К электродам, образующим зазор, прикладывается переменное напряжение. Частоту этого напряжения и режим обращения частицы по орбите выбирают такими, чтобы при пересечении зазора частица каждый раз ускорялась. В результате энергия частицы будет постепенно увеличиваться. Такой способ ускорения частиц называется **резонансным**.

В современных циклических ускорителях используют магнитные поля различной пространственной конфигурации: однородные, аксиально-симметричные и др. Во времени они могут быть постоянными или изменяющимися.

Траектории частиц в циклических ускорителях имеют различную форму. Вид идеальных траекторий частиц в некоторых ускорителях показан на рис. 2.1. Например, в микротроне траектория ускоряемых частиц (электронов) имеет вид спирали 1, состоящей из ряда окружностей (орбит) с общей точкой касания внутри ускоряющего зазора. При каждом прохождении электронов через ускоряющий зазор происходит увеличение их энергии и радиуса орбиты. В другом циклическом ускорителе электронов — бетатроне — частицы движутся в течение всего времени ускорения по окружности 2 неизменного радиуса; ускорение электронов осуществляется вихревым электрическим полем, действующим вдоль круговой орбиты. В циклотроне движение ускоряемых частиц (ионов) происходит по спи-

рали 3, разворачивающейся от центра к периферии вакуумной камеры ускорителя.

Определим энергию, до которой можно разогнать частицу в циклическом ускорителе. Для этого воспользуемся соотношением, определяющим связь между полной энергией релятивистской частицы W_{π} и ее импульсом p :

$$W_{\pi}^2 = c^2 p^2 + W_0^2,$$

где W_0 — энергия покоя частицы.

Обозначив кинетическую энергию частицы через W , это соотношение можно переписать в виде

$$p^2 = \frac{W_{\pi}^2 - W_0^2}{c^2} = \frac{(W + W_0)^2 - W_0^2}{c^2} = \frac{W(W + 2W_0)}{c^2}.$$

Из формулы, определяющей условие движения частицы по круговой орбите, следует, что

$$p = mv = qBr.$$

Тогда получим

$$W(W + 2W_0) = c^2 q^2 B^2 r^2.$$

В том случае, когда кинетическая энергия частицы во много раз больше энергии покоя, величиной $2W_0$ по сравнению с W можно пренебречь и выражение для W примет вид

$$W = cqBr.$$

Для однократно заряженной частицы после подстановки численных значений скорости света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с и заряда $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл получим

$$W = 4,8 \cdot 10^{-11} Br \text{ [Дж, Т, м]}.$$

Если энергию измерять в МэВ ($1 \text{ МэВ} = 1,6 \cdot 10^{-13}$ Дж), то формула запишется в виде

$$W = 300 Br \text{ [МэВ, Т, м]}.$$

Из этого соотношения следует, что для получения большой энергии в ускорителях необходимо иметь высокие значения магнитной индукции и обеспечить возможность движения частиц по орбитам большого радиуса.

§ 2.2. ОРБИТАЛЬНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ

Наряду с циклическостью процесса ускорения другой функцией магнитного поля является обеспечение орбитальной устойчивости движения частиц. В реальных ускорителях существуют многочисленные причины, заставляющие частицы отклоняться от равновесной орбиты. К ним относятся: столкновения частиц с молекулами остаточного газа в вакуумной камере, силы кулоновского расталкивания ускоряемого пучка, неточность сборки электромагнита

ускорителя и др. Отклонившаяся в поперечном направлении частица должна быть возвращена к равновесной орбите, иначе она попадет на стенки камеры и будет бесполезно утрачена. Другими словами, в ускорителе должна быть осуществлена фокусировка частиц. Она достигается выбором определенной пространственной конфигурации магнитного поля в области движения частиц. При этом, как будет показано далее, ускоряемые частицы совершают колебания относительно равновесной (идеальной) орбиты. Эти колебания носят название бетатронных, так как впервые наиболее подробно они были изучены при анализе движения электронов в бетатронах.

В циклических ускорителях, построенных до начала 50-х годов, орбитальная устойчивость достигалась методом, известным под названием слабой или мягкой фокусировки. С рассмотрения принципа слабой фокусировки и начнем анализ проблемы орбитальной устойчивости.

Слабая фокусировка

Поперечное отклонение частицы от равновесной орбиты может произойти в любом направлении. Однако его всегда можно представить как результат двух независимых смещений: радиального в плоскости равновесной орбиты и вертикального отклонения от этой плоскости. Поэтому в ускорителе должны быть обеспечены соответственно радиальная и аксиальная (вертикальная) фокусировки. Оказывается, что движение частиц и в радиальном, и в вертикальном направлениях является устойчивым в том случае, если индукция убывает при увеличении радиуса r по закону

$$B = B_0 (r_0/r)^n, \quad 0 < n < 1. \quad (2.1)$$

Здесь B — индукция при произвольном значении r ; B_0 — индукция на равновесной орбите радиуса r_0 ; n — показатель спада магнитного поля.

Ускорители, магнитное поле которых характеризуется соотношением (2.1), называются слабофокусирующими. Если обозначить постоянную величину $B_0 r_0^n$ через k , то для индукции B получим формулу

$$B = k/r^n, \quad 0 < n < 1. \quad (2.2)$$

Поле, описываемое выражением (2.2), образуется между полюсами магнита ускорителя, когда расстояние между ними постепенно увеличивается от центра к краям (рис. 2.2). Магнитное поле, спадающее по радиусу, характеризуется бочкообразной формой магнитных силовых линий. Покажем, что благодаря такой форме силовых линий и осуществляется аксиальная фокусировка частиц.

Разложим вектор индукции магнитного поля на две составляющие — аксиальную и радиальную. Аксиальная составляющая B_z , которая в любой точке междуполусного зазора имеет постоянное

направление, обуславливает силу Лоренца, направленную к оси z . Радиальная составляющая B_r вызывает силу $F_z = qvB_r$, которая всегда направлена к плоскости равновесной орбиты, т. е. является фокусирующей. В этом несложно убедиться, если иметь в виду, что выше и ниже средней плоскости составляющая B_r имеет противоположные направления. Под действием возвращающей силы F_z частицы совершают свободные аксиальные колебания относительно плоскости равновесной орбиты. Например, частица, оказавшаяся выше этой плоскости, под действием силы F_z будет двигаться вниз, по инерции пройдет равновесное положение и окажется в области, где сила F_z направлена вверх. Частица будет перемещаться вверх, вновь пересечет плоскость неравновесной орбиты и т. д.

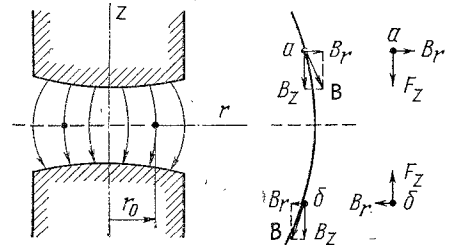


Рис. 2.2. Магнитное поле слабофокусирующего ускорителя

Движение в аксиальном направлении происходит под действием силы

$$F_z = qvB_r. \quad (2.3)$$

С другой стороны, согласно второму закону механики, эта сила должна быть равна

$$F_z = m \frac{d^2 z}{dt^2}.$$

Из этих соотношений получаем уравнение движения частицы:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{qvB_r}{m}. \quad (2.4)$$

Для отыскания радиальной составляющей B_r поля воспользуемся условием

$$\text{rot } \mathbf{B} = 0,$$

которому удовлетворяет поле в зазоре между полюсами магнита.

Из этого уравнения можно найти величину B_r , определив азимутальную составляющую $\text{rot } \mathbf{B}$. В цилиндрической системе координат имеем

$$\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} = 0.$$

Интегрируя полученное уравнение при нулевых граничных условиях и полагая $B_z = B$, получим

$$B_r = z \frac{\partial B}{\partial r}.$$

Теперь для определения B_r необходимо знать значение производной $\partial B / \partial r$. Эту производную найдем путем дифференцирования соотношения (2.1):

$$\frac{\partial B}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left[B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^n \right] = -n B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{n-1} \frac{r_0}{r^2} = -n \frac{B}{r}.$$

Тогда

$$B_r = -nz \frac{B}{r}. \quad (2.5)$$

Из равенства (2.3) и (2.5) следует, что фокусирующая сила F_z пропорциональна отклонению z частицы от плоскости равновесной орбиты. Из механики известно, что движение материального тела под действием силы, пропорциональной отклонению, носит колебательный характер. Поэтому движение заряженной частицы под действием вертикальной фокусирующей силы F_z действительно будет колебательным.

Из равенства (2.5) видно также, что с увеличением n возрастает составляющая B_r поля, а следовательно, усиливается аксиальная фокусировка под действием силы F_z .

Подставив выражение для B_r в формулу (2.4), получим уравнение вертикального движения частицы:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -n \frac{v}{r} z \frac{qB}{m}.$$

Так как $v/r = \omega$ и $qB/m = \omega$, где ω — круговая частота обращения частицы, то

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + \omega^2 n z = 0. \quad (2.6)$$

Это уравнение позволяет проанализировать характер движения частицы в аксиальном направлении.

Теперь рассмотрим радиальную фокусировку частиц. Условие движения частицы по круговой орбите в магнитном поле, индукция которого спадает в радиальном направлении по закону (2.2), можно записать в виде

$$\frac{mv^2}{r} = qv \frac{k}{r^n}, \quad 0 < n < 1.$$

Из этого соотношения видно, что сила $F_c = \frac{mv^2}{r}$ при увеличении радиуса уменьшается быстрее, чем магнитная сила $F_m = qv \frac{k}{r^n}$. Зависимость обеих сил от радиуса r показана на рис. 2.3, а. На

равновесной окружности при $r=r_0$ обе силы одинаковы. Предположим, что по какой-либо причине частица сместилась с равновесной орбиты и удалась от ее центра на расстояние $r_1 > r_0$. Для того чтобы частица обращалась по окружности радиуса r_1 , необходимо приложить к ней центростремительную силу $F_{c1} = \frac{mv^2}{r_1}$. Но сила

Лоренца F_M на радиусе r_1 превышает величину F_{c1} . Благодаря этому на отклонившуюся частицу будет действовать разностная сила, возвращающая ее к равновесной орбите. Если частица отклонилась от стационарной орбиты по направлению к центру ($r_2 < r_0$), то она попадает в область, где магнитная сила $F_{M2} < F_{c2}$. Магнитное поле не может удержать частицу на радиусе r_2 . Поэтому она будет дви-

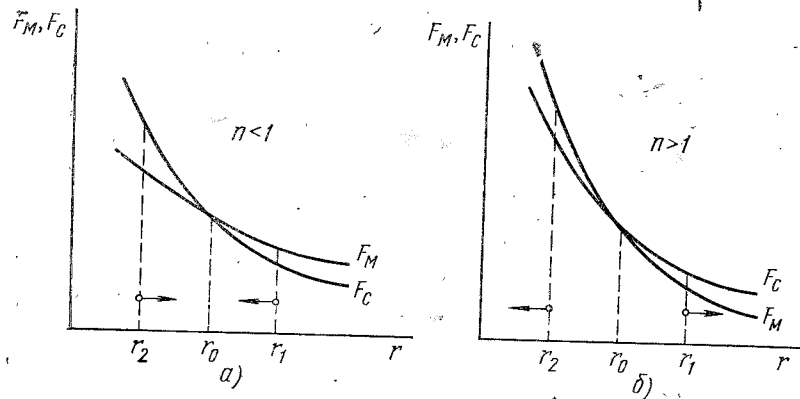


Рис. 2.3. Характер изменения радиальных сил, действующих на заряженную частицу

таться так, чтобы перейти на орбиту, где центростремительная сила станет равной магнитной, т. е. и в этом случае она будет двигаться в сторону равновесной окружности. В результате частица, отклонившаяся в радиальном направлении, будет совершать свободные радиальные колебания относительно стационарной орбиты.

Рис. 2.3, б показывает, что радиальная устойчивость не может быть достигнута, если показатель спада магнитного поля сделать больше единицы ($n > 1$): при случайном смещении частицы по направлению к центру радиус ее орбиты будет непрерывно уменьшаться, а при удалении от центра — непрерывно увеличиваться.

Для усиления радиальной фокусировки, как видно из рис. 2.3, а, желательно было бы иметь магнитное поле, резко возрастающее по радиусу, т. е. $n \ll 0$. Однако это привело бы к сильной аксиальной дефокусировке. Поэтому для обеспечения обоих видов фокусировки приходится ограничивать n значениями $0 < n < 1$.

Можно показать, что уравнение радиального движения частицы записывается в виде

$$\frac{d^2 R}{dt^2} + \omega^2 (1-n) R = 0. \quad (2.7)$$

В этом уравнении через R обозначено радиальное смещение частицы от равновесной орбиты: $R = r - r_0$.

Дифференциальные уравнения (2.6) и (2.7), описывающие движение частицы в аксиальном и радиальном направлениях, являются уравнениями свободных гармонических колебаний и имеют решения:

$$z = A_z \sin \sqrt{n} \omega t,$$

$$R = A_r \sin \sqrt{1-n} \omega t,$$

где A_z и A_r — амплитуды колебаний.

Их частоты соответственно равны:

$$\omega_z = \omega \sqrt{n},$$

$$\omega_r = \omega \sqrt{1-n}.$$

Теоретические исследования показывают, что амплитуда аксиальных колебаний пропорциональна $(\sqrt[4]{n} \sqrt{B})^{-1}$, а амплитуда радиальных колебаний — $(\sqrt[4]{1-n} \sqrt{B})^{-1}$. Поэтому в ускорителях с нарастающим во времени магнитным полем (бетатрон, синхрофазотрон, синхротрон) амплитуды колебаний в обоих направлениях с течением времени уменьшаются — колебания являются затухающими. В ускорителях с практически однородным магнитным полем (циклотрон, фазотрон), у которых вблизи периферии магнита показатель спада магнитного поля несколько возрастает, размах аксиальных колебаний также уменьшается, а радиальных — увеличивается.

Показатель спада магнитного поля n в ускорителях со слабой фокусировкой лежит в пределах $0 < n < 1$. Поэтому частоты аксиальных и радиальных колебаний в таких машинах меньше частоты обращения частиц, т. е. $\omega_z < \omega$ и $\omega_r < \omega$.

Важным моментом при проектировании ускорителя является выбор показателя спада магнитного поля. Необходимо подчеркнуть, что в области $0 < n < 1$ существует целый ряд запретных значений n , при которых наблюдаются резонансные явления, приводящие к увеличению амплитуды колебаний и попаданию частиц на стенки ускорительной камеры. Например, при $n = 0,5$ наблюдается резонанс вида $\omega_z = \omega_r$. Запретными значениями n являются также 0,2; 0,25; 0,75 и др., при которых происходят резонансы других видов. Фактически для ускорителей с мягкой фокусировкой величину n можно выбрать лишь в узких областях, лежащих между указанными запретными значениями.

Конечная энергия релятивистских заряженных частиц, которую можно получить в слабофокусирующем ускорителе, пропорциональна величине индукции магнитного поля и радиусу равновесной орбиты:

$$W = 300 B_0 r_0.$$

Поэтому увеличить энергию частиц можно путем увеличения индукции B_0 и радиуса r_0 . Значение индукции для магнитопровода из стали не может превышать $1,5 \div 2$ Т, следовательно, конечная энергия частиц может быть повышена лишь при увеличении радиуса равновесной орбиты. Однако при увеличении r_0 растут амплитуды аксиальных и радиальных колебаний частиц. Чтобы частицы не попадали на стенки ускорительной камеры, ее сечение приходится увеличивать. Поэтому с ростом r_0 увеличиваются размеры ускорителя и в аксиальном, и в радиальном направлениях. Слабофокусирующий ускоритель на очень большие энергии — чрезвычайно дорогостоящее и технически сложное устройство. Преодолеть это препятствие удалось после того, как в 1950—1952 гг. был предложен новый метод обеспечения орбитальной устойчивости, получивший название сильной или жесткой фокусировки.

Сильная фокусировка

При описании принципа слабой фокусировки было показано, как влияет характер изменения поля в зазоре электромагнита на орбитальную устойчивость частиц. Мы видели, что для усиления аксиальной фокусировки желательно иметь магнитное поле, индукция которого резко падает по радиусу ($n \gg 1$). Однако в таком поле частицы сильно дефокусируются в радиальном направлении. Для улучшения же радиальной фокусировки необходимо использовать поле, круто нарастающее с увеличением радиуса ($n \ll 0$). Но при этом частицы резко дефокусируются в аксиальном направлении.

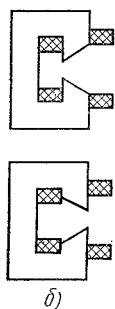
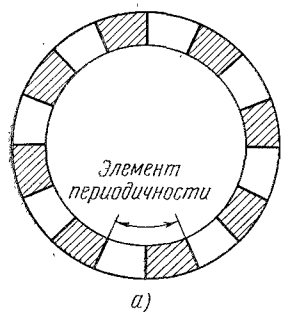


Рис. 2.4. Схема расположения (а) и сечение (б) секторов электромагнита ускорителя с сильной фокусировкой

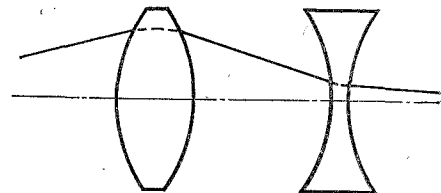
В 1950 г. Кристофилос (Греция) и в 1952 г. независимо от него Курант, Ливингстон и Снайдер (США) показали, что, чередуя вдоль орбиты частиц участки магнитного поля с $n \gg 1$ и $n \ll 0$, можно при определенных условиях значительно усилить фокусировку частиц в обоих направлениях — аксиальном и радиальном. Такой метод обеспечения орбитальной устойчивости получил название сильной фокусировки.

В простейшем случае в сильнофокусирующем ускорителе используют электромагнит (рис. 2.4, а), состоящий из большого числа секторов одинаковой протяженности. Эти секторы (рис. 2.4, б) выполняют двух типов: с резко нарастающим ($n \ll 0$) и резко спадающим ($n \gg 1$) по радиусу магнитными полями. Сектора расположены в чередующейся вдоль орбиты последовательности. Два соседних

сектора образуют элемент периодичности магнита. Проходя через элемент периодичности, частицы в одном из секторов будут фокусироваться в радиальном и дефокусироваться в аксиальном направлении, а в другом — фокусироваться в аксиальном и дефокусироваться в радиальном направлении. Поперечные силы, действующие на частицу, пропорциональны ее удалению от оси элемента периодичности. Так как в фокусирующем секторе частица всегда находится дальше от оси, чем в рассеивающем, то силы фокусировки преобладают над силами дефокусировки, и результирующее действие пары секторов оказывается фокусирующим в обоих направлениях. Действие элемента периодичности на заряженные частицы в рассмотренном случае аналогично действию на световые лучи оптической системы из двух линз — фокусирующей и рассеивающей (рис. 2.5). Фокусное расстояние F такой системы можно найти из условия

где x — расстояние между линзами; f_1, f_2 — фокусные расстояния линз.

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{x}{f_1 f_2},$$



Предположим, что фокусные расстояния линз равны по величине. Следовательно, учитывая, что одна из линз рассеивающая, имеем $f_2 = -f_1$. Тогда фокусное расстояние объектива

Рис. 2.5. Оптический аналог сильнофокусирующей системы

$$F = f_1^2/x = f_2^2/x > 0.$$

Поскольку фокусное расстояние F положительно, это означает, что рассматриваемый объектив является собирающим.

Величина n в современных сильнофокусирующих ускорителях обычно порядка нескольких сотен. Благодаря этому силы фокусировки в них оказываются значительно выше, а амплитуды бетатронных колебаний — во много раз меньше, чем в ускорителях со слабой фокусировкой. Это позволяет использовать для ускорения частиц вакуумную камеру малого сечения и относительно легкий электромагнит.

Преимущества сильной фокусировки наглядно иллюстрирует табл. 2.1, в которой приведены некоторые технические характеристики двух синхрофазотронов с различными типами фокусировки.

Из таблицы видно, что сечение вакуумной камеры и вес электромагнита сильнофокусирующего ускорителя значительно меньше слабофокусирующего, хотя энергия частиц в последнем даже несколько ниже.

Применение кибернетических устройств для уточнения и исправления параметров магнитного поля непосредственно в процессе ускорения частиц позволило в последние годы создать по принципу

Таблица 2.1

Технические характеристики синхрофазотронов с различными типами фокусировки

Параметры	Слабофокусирующий	Сильнофокусирующий
	„Бэватрон“, г. Беркли (США), 1954 г.	ИТЭФ, г. Москва (СССР), 1961 г.
Максимальная энергия, ГэВ	6,2	7
Показатель магнитного поля n	0,6	460
Радиус орбиты, м	15	30
Вакуумная камера:		
ширина, м	1,15	0,11
высота, м	0,3	0,08
Вес электромагнита, тс	9700	2500
Вес обмотки (медь), тс	350	120

сильной фокусировки ускорители на очень большие энергии. Например, в США создан синхрофазотрон, ускоряющий протоны до 200 ГэВ. Его основные параметры: диаметр магнита 2000 м, сечение вакуумной камеры (12,5×5) см, вес электромагнита 9000 тс.

Условие орбитальной устойчивости в сильнофокусирующих ускорителях имеет значительно более сложный вид, чем неравенство $0 < n < 1$, определяющее устойчивость в машинах со слабой фокусировкой. Грубым критерием устойчивости может служить выражение

$$N \approx (2-3) \sqrt{n},$$

где N — число элементов периодичности.

Это соотношение позволяет оценить требуемое число элементов периодичности при заданном показателе спада магнитного поля.

Колебания частиц в сильнофокусирующих ускорителях не являются синусоидальными, а имеют более сложный характер. Примерный вид траектории частицы показан на рис. 2.6. Колебательный процесс в этом случае удобно характеризовать числом колебаний, совершаемых частицей за один оборот. Число колебаний за оборот по вертикали и радиусу, как правило, одно и то же и может быть определено по формуле

$$v_{r,z} = v = 0,9 \frac{n}{N}.$$

В современных ускорителях $v_{r,z} \approx 5 \div 10$. Для слабофокусирующих ускорителей, очевидно, $v_r < 1$ и $v_z < 1$.

Принцип сильной фокусировки позволил значительно продвинуться в область высоких энергий частиц. Однако повышение энергии оказалось возможным лишь до некоторого предела. Причины этого заключаются в следующем. В сильнофокусирующем ускорителе возможно появление множества резонансных эффектов различного вида. Они наблюдаются, например, если v равно целому (внешний резонанс) или полуцелому (параметрический резонанс) числу. Поэтому существует чрезвычайно большое количество запрещенных значений параметра v , а области допустимых значений являются весьма узкими. Так как величина v зависит от n , то оказывается, что для обеспечения допустимого значения v необходимо с очень высокой степенью точности выдерживать величину показателя спада магнитного поля n . Поэтому допуски на изготовление элементов магнита становятся очень жесткими. При длине орбиты в современных ускорителях в сотни и тысячи метров среднеквадратичная ошибка в установке секторов магнита не должна превышать нескольких десятых долей миллиметра. Чем больше энергия ускорителя, тем выше желательно иметь показатель n . Однако с ростом показателя n увеличивается и требуемая точность поддержания его величины. Кроме того, с очень высокой степенью точности должна выдерживаться величина магнитного поля секторов. Очевидно, что повышение этой точности имеет технический предел.

Применение сильной фокусировки дало возможность получать в синхрофазотронах протонные пучки с энергией в несколько десятков ГэВ. Примером может служить синхрофазотрон на 70 ГэВ, сооруженный в СССР под г. Серпуховым. Еще большие энергии (сотни ГэВ) могут быть достигнуты в сильнофокусирующих ускорителях при использовании электронно-вычислительных устройств. Применение вычислительной техники позволяет в процессе ускорения корректировать положение орбиты, что дает возможность использовать камеры малого сечения и достаточно легкие магниты. Оригинальный метод автоматической стабилизации орбиты частиц предложен советскими физиками Э. Бурштейном, А. Васильевым, А. Минцем, В. Петуховым и С. Рубчинским. Этим методом с помощью специальных датчиков, расположенных вдоль орбиты, получают информацию о положении пучка. Информация немедленно обрабатывается счетно-решающими машинами и поступает в устройства коррекции параметров магнитного поля. В результате поле изменяется таким образом, чтобы отклонение пучка не превышало допустимой величины. Следовательно, пучок автоматически удерживает себя вблизи равновесной орбиты. Описанный метод автокоррекции позволяет осуществить ускоритель на рекордно большую энергию — 1000 ГэВ с радиусом ускорительного кольца около 3,3 км.

В сильнофокусирующих ускорителях радиальный градиент магнитного поля при переходе от одного сектора к другому меняет свой знак. Поэтому такие ускорители иногда называют машинами со знакопеременным градиентом поля в отличие от слабофокусирующих ускорителей — машин с постоянным градиентом поля.

§ 2.3. ЦИКЛОТРОН

Циклотрон — циклический резонансный ускоритель ионов — был предложен в 1930 г. Э. Лоуренсом (США). Появление циклотрона явилось важной вехой в развитии ускорительной техники. Многие оригинальные идеи, нашедшие применение в современных гигантских циклических ускорителях, родились при изучении движения частиц в циклотронах.

Принцип действия

Ускорение ионов в циклотроне осуществляется переменным электрическим полем постоянной частоты. Магнитное поле является постоянным во времени и однородным. На рис. 2.7 показано устройство циклотрона.

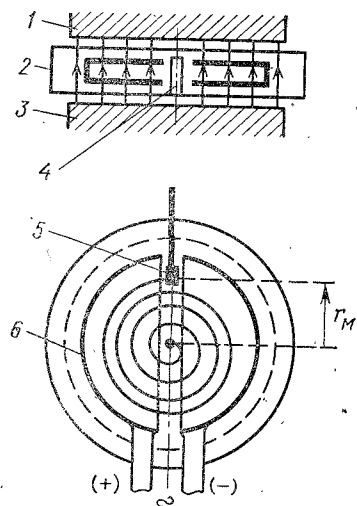


Рис. 2.7. Устройство циклотрона:

1, 3 — полюсы электромагнита; 2 — вакуумная камера; 4 — ионный источник; 5 — мишень; 6 — дуанты

Движение частиц происходит в плоской вакуумной камере 2, расположенной между полюсами электромагнита 1 и 3. В камере помещаются электроды ускорительной системы — дуанты 6. Они представляют собой короткие полые полуцилиндры, изготовленные из меди. К дуантам подключен источник высокочастотного напряжения, поэтому в зазоре между ними образуется переменное электрическое поле.

Для простоты будем полагать, что зазор между дуантами бесконечно мал. Поэтому временем движения ионов через зазор можно пренебречь и считать, что их движение происходит целиком внутри дуантов.

Как известно, период обращения заряженной частицы в однородном магнитном поле не зависит от ее скорости. Увеличение скорости приводит лишь к пропорциональному росту длины траектории частицы.

Поэтому, несмотря на увеличение энергии ионов, период их обращения T_H в циклотроне остается постоянным во все время ускорения.

Свое движение ионы начинают в центре вакуумной камеры, где расположен ионный источник 4. Когда электроды ускорительной системы имеют показанную на рисунке полярность, положительные ионы из источника ускоряются в направлении отрицательного правого дуанта. Электрическое поле в полость дуанта практически не проникает. Поэтому ион в нем движется под действием только магнитного поля. Его траектория является полуокружностью, на прохождение которой затрачивается время $t = T_H/2$. Для осуществления резонансного ускорения период высокочастотного напряже-

ния T_0 в циклотроне выбирают равным T_H . Поэтому к моменту выхода иона из правого дуанта пройдет половина периода высокочастотного напряжения и полярность электрического поля в зазоре изменится на обратную. Ион будет ускоряться к ставшему отрицательным левому дуанту и пересечет зазор при том же значении напряжения между дуантами, при котором он начал свое движение. В левом дуанте ион опишет полуокружность большей длины опять за время $t = T_H/2 = T_0/2$ и вновь пройдет ускоряющий зазор при исходной фазе переменного напряжения. Этот процесс повторяется многократно. В результате ион в циклотроне движется в резонанс с изменением высокочастотного электрического поля и дважды за период обращения проходит ускоряющий зазор. Его траектория представляет собой разворачивающуюся спираль.

Ускоренные частицы могут быть либо выведены из вакуумной камеры, либо использованы внутри нее для бомбардировки мишени 5.

В первом случае применяют специальное выводное устройство (рис. 2.8), называемое дефлектором. Оно состоит из двух изогнутых пластин, в пространство между которыми ионы попадают в результате движения по спиральной траектории. Между пластинами приложено высокое постоянное напряжение. Ионы отклоняются электростатическим полем дефлектора и попадают в вакуумную трубку ионопровода, по которому направляются к месту использования. Иногда роль заземленной пластины выполняет соответствующая часть дуанта.

Внутреннюю мишень, часто используемую в циклотронах, обычно устанавливают в зазоре между дуантами (см. рис. 2.7). Ее располагают на таком расстоянии r_m от оси, на котором ионы имеют требуемую для эксперимента энергию.

Рассмотрим процесс ускорения частиц в циклотроне подробнее. Резонансный режим достигается при условии

$$T_0 = T_H = 2t. \quad (2.8)$$

Время, которое затрачивает ион, имеющий скорость v на движение внутри дуанта, равно

$$t = \frac{\pi r}{v}, \quad (2.9)$$

где r — радиус полуокружности, по которой движется ион.

Скорость иона, движущегося перпендикулярно к силовым линиям однородного магнитного поля с индукцией B , найдем из соотношений:

$$\frac{mv^2}{r} = qvB,$$

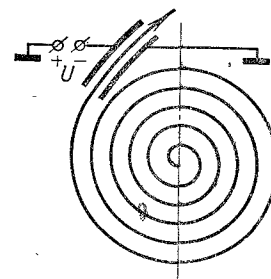


Рис. 2.8. Выводное устройство

откуда

$$v = \frac{qrB}{m} \quad (2.10)$$

Учитывая равенства (2.9) и (2.10), условие циклотронного резонанса (2.8) можно записать в виде

$$T_0 = 2t = 2\pi \frac{m}{qB} \quad (2.11)$$

Из соотношения (2.11) можно определить период или частоту $f_0 = 1/T_0$ генератора, питающего дуантную систему циклотрона при определенной индукции B магнитного поля. Для частоты f_0 получаем выражение

$$f_0 = \frac{1}{T_0} = \frac{qB}{2\pi m}$$

Если ускоряемыми частицами являются дейтроны, у которых $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл и $m = 3,35 \cdot 10^{-27}$ кг, то эта формула приобретает вид

$$f_0 = \frac{qB}{2\pi m} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{2 \cdot 3,14 \cdot 3,35 \cdot 10^{-27}} B = 0,76 \cdot 10^7 B \text{ Гц,}$$

где индукция B выражена в теслах (Т).

Индукция магнитного поля в циклотронах обычно составляет около 1,5 Т. В этом случае частота переменного напряжения для ускорения дейтронов

$$f_0 = 0,76 \cdot 10^7 \cdot 1,5 = 1,14 \cdot 10^7 \text{ Гц} = 11,4 \text{ МГц,}$$

а длина волны $\lambda_0 = c/f_0 = 26,3$ м.

Определим энергию, получаемую ионами. Частица, движущаяся со скоростью v , имеет энергию

$$W = \frac{mv^2}{2}$$

Подставив в это выражение значение скорости из формулы (2.10), получим

$$W = \frac{q^2}{2m} (Br)^2$$

Анализ этой формулы позволяет сделать ряд важных выводов:

1. Энергия иона пропорциональна квадрату произведения Br , которое называется магнитной жесткостью частицы. Поэтому для увеличения энергии ионов в циклотроне нужно повысить индукцию в зазоре электромагнита и увеличивать диаметр его полюсов.

Индукция магнитного поля в циклотронах, как указывалось, обычно равна около 1,5 Т. Обеспечить существенно большие значения индукции не удастся из-за насыщения полюсных наконечников магнита.

Оказывается, что и увеличение диаметра полюсов электромагнита позволяет повысить энергию частиц лишь до определенной величины. Причина этого заключается в следующем. Чем дальше от центра вакуумной камеры находится ион, тем выше его скорость. Увеличение скорости частицы приводит, как известно, к релятивистскому возрастанию ее массы:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

где m_0 — масса покоя частицы; $\beta = v/c$ — отношение скорости частицы к скорости света.

До сих пор массу иона в процессе ускорения мы считали постоянной. Рост массы приводит к увеличению периода обращения иона и нарушению условия резонансного ускорения. Поэтому существует предельное значение энергии $W_{\text{пред}}$, которую ионы могут получить в циклотроне.

По указанной причине циклотрон оказывается непригодным для ускорения легких частиц — электронов. Уже при малых энергиях электронов их масса заметно отличается от массы покоя. Например, при энергии $W = 10$ кэВ релятивистское увеличение массы электрона составляет около 2%, т. е. $m/m_0 = 1,02$. Такое же увеличение массы протона наблюдается при значительно большей энергии: $W \approx 20$ МэВ.

2. Энергия иона прямо пропорциональна квадрату его заряда и обратно пропорциональна массе. Поэтому, например, энергия α -частиц, ускоренных в циклотроне, будет при прочих равных условиях в два раза больше, чем энергия дейтронов (напомним, что заряд и масса α -частицы в два раза больше заряда и массы дейтрона).

В процессе ускорения неизбежно возникают отклонения ионов от плоскости спиральной орбиты из-за столкновения с молекулами остаточного газа в вакуумной камере, кулоновских сил расталкивания в ионном пучке и других факторов. Особенно недопустимы отклонения в аксиальном направлении: при больших смещениях по вертикали частица может попасть на дуанты и не достигнуть окончания цикла ускорения. Во избежание этого в циклотроне необходимо обеспечить фокусировку ионов.

Фокусировка ионного пучка

Фокусировка частиц в циклотроне имеет свои особенности. На начальной стадии движения ионов орбитальная устойчивость достигается за счет сил электрического поля, действующего в зазоре между дуантами. По мере приближения ионов к периферии вакуумной камеры возрастает роль магнитной фокусировки. На заключительной стадии ускорительного цикла она играет основную роль.

Для выяснения механизма электрической фокусировки рассмотрим особенности движения ионов в зазоре между дуантами. В ус-

коряющем зазоре на положительный ион действует сила F (рис. 2.9), пропорциональная напряженности электрического поля E в соответствующей точке:

$$F = qE.$$

Разложим вектор напряженности E на две составляющие — горизонтальную E_z и вертикальную E_x . Обусловленные ими силы обозначим соответственно через F_z и F_x . Под действием горизонтальной силы $F_z = qE_z$, которая имеет в зазоре постоянное направление, происходит ускорение ионов. Направление аксиальной силы $F_x = qE_x$ на протяжении зазора не остается постоянным. В левой части зазора эта сила направлена к средней плоскости и осуществляет фокусировку ионов, заставляя сместившиеся в вертикальном направлении частицы двигаться к этой плоскости. В правой части

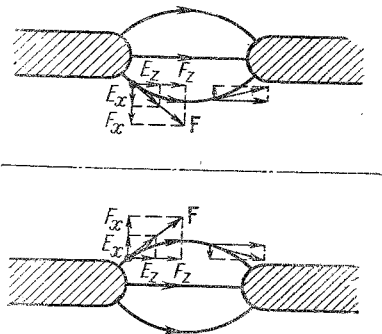


Рис. 2.9. Механизм электрической фокусировки ионов

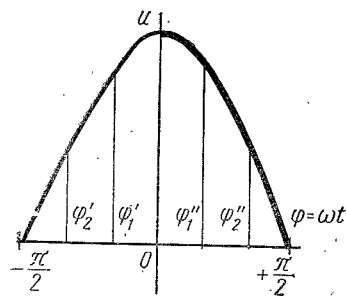


Рис. 2.10. Кривая изменения ускоряющего напряжения в зазоре между дуантами

зазора аксиальная сила имеет противоположное направление и является дефокусирующей. Каким будет результирующее действие этих сил? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим два механизма движения ионов через ускоряющий зазор.

1. Предположим, что за время движения ионов через зазор напряженность электрического поля в нем не меняется. Тогда аксиальная фокусирующая и дефокусирующая силы оказываются равными по величине, но воздействие их на ускоряемые частицы является не одинаковым. Так как ион ускоряется от левого дуанта к правому, то левую часть зазора он проходит с меньшей скоростью, чем правую. Поэтому фокусировка ионов в левой части будет преобладать над дефокусировкой в правой части, и в результате прохождения зазора ионы будут фокусироваться. Таким образом, электрическое поле в зазоре действует, как собирающая линза. Роль описанного механизма фокусировки существенна на начальных витках траектории ионов, когда относительное увеличение их скорости $\Delta v/v$ при прохождении зазора достаточно большое. С повышением скорости v частиц величина $\Delta v/v$ уменьшается и падает роль элек-

трической фокусировки, связанной с изменением скорости ионов в зазоре.

2. Предположим, что за время движения ионов через зазор величина ускоряющего высокочастотного напряжения меняется. Если при этом ион входит в зазор, когда напряжение на нем возрастает, то в левой части зазора на него будет действовать фокусирующая сила значительно меньшая, чем дефокусирующая в правой части зазора и после прохождения зазора ион будет дефокусироваться. Если же ион входит в зазор, когда напряжение на нем падает, то дефокусирующая сила, действующая в правой части зазора, оказывается меньше фокусирующей силы в его левой части, и ион будет фокусироваться. На рис. 2.10 показана кривая изменения ускоряющего напряжения в зазоре между дуантами. За нулевое значение фазы принята ее величина, соответствующая максимуму напряжения. Жирной линией выделена область фаз, в которой осуществляется фокусировка, связанная с изменением электрического поля в зазоре. Фокусировка, обусловленная изменением поля, является более сильной, чем фокусировка вследствие изменения скорости ионов.

Благодаря первому из рассмотренных механизмов движения фокусируются все ионы, фазы которых лежат в пределах от $-\pi/2$ до $+\pi/2$. Действие второго механизма приводит к фокусировке ионов с положительными фазами и дефокусировке ионов с отрицательными фазами. Поскольку этот механизм движения эффективнее первого, результирующее действие электрического поля приводит к фокусировке ионов практически только положительных фаз. Остальные ионы дефокусируются и попадают на крышки дуантов.

Наконец, следует еще раз подчеркнуть, что электрическая фокусировка ионов в целом становится мало эффективной, когда скорость ионов оказывается достаточно большой. Поэтому для обеспечения орбитальной устойчивости частиц приходится прибегать к магнитной фокусировке. Для этого магнитное поле в циклотроне делают не однородным, а слегка спадающим в радиальном направлении. Силовые линии такого поля имеют бочкообразную форму, благодаря чему достигается требуемая аксиальная фокусировка.

Магнитная фокусировка ионов, действующая в пределах всей длины их траектории, является более существенной, чем электрическая, которая существует лишь на небольших отрезках траектории, лежащих в зазоре между дуантами.

Необходимость использовать спадающее по радиусу магнитное поле приводит к нарушению условия циклотронного резонанса: период обращения частицы в таком поле постепенно увеличивается и она начинает отставать по фазе от высокочастотного поля. Когда сдвиг фаз достигнет предельно допустимой величины, процесс ускорения должен быть закончен. Таким образом, спад магнитного поля в радиальном направлении и релятивистское возрастание массы ускоряемых частиц приводят к тому, что в циклотроне нельзя получить ионы с энергией, большей некоторого предельного значения $W_{\text{пред}}$.

Заканчивая рассмотрение фокусировки ионов в циклотроне, отметим, что ускоряемые частицы совершают колебания относительно равновесной орбиты, амплитуда которых в аксиальном направлении уменьшается, а в радиальном — увеличивается.

Особенности конструкции

Основными элементами конструкции циклотрона (как и любого другого циклического ускорителя) являются электромагнит и ускорительная вакуумная камера.

Конструкция электромагнита циклотрона схематически показана на рис. 2.11. Электромагнит состоит из магнитопровода 1 прямоугольного сечения, называемого ярмом, полюсов 3 цилиндрической формы (иногда их выполняют в виде усеченных конусов) и катушек возбуждения 2, питание которых осуществляется от мощного стабилизированного источника постоянного тока.

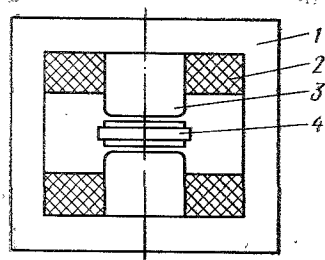


Рис. 2.11. Конструкция электромагнита циклотрона:

1 — магнитопровод; 2 — катушки возбуждения; 3 — полюсы; 4 — вакуумная камера

Магнит является наиболее дорогостоящим узлом ускорителя. Стоимость и вес магнита пропорциональны, как показывает опыт, расчетному диаметру полюсов в степени 2,5. Например, вес магнита современного циклотрона на энергию дейтронов 20 МэВ составляет в среднем около 250 тс при диаметре полюсов около 1,5 м. Для проектирования ускорителя особенно важно создать оптимальную конструкцию магнита, при которой требуемая

энергия частиц обеспечивается при минимальной стоимости.

Вакуумную камеру циклотрона располагают в зазоре между полюсами электромагнита. Боковую цилиндрическую стенку 3 камеры (рис. 2.12) обычно выполняют из латуни или нержавеющей стали, а крышки 4, являющиеся частью полюсов 1 электромагнита, — из железа. Для получения герметичности камеры между боковой стенкой и крышками помещают резиновые прокладки.

В камере расположены электроды ускорительной системы — дуанты 2. Между дуантами возбуждаются высокочастотные колебания, амплитуда которых в разных машинах составляет от нескольких десятков до 300—400 кВ. В результате в зазоре между дуантами и заземленной крышкой камеры образуется сильное электрическое поле и возникает опасность электрического пробоя. Его вероятность уменьшается при улучшении вакуума в камере. Обычно в ускорительных камерах циклотронов (они работают при непрерывной откачке) удается получить давления 10^{-5} — $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст., что достаточно для нормальной работы.

Для получения ионов используют специальный источник 5, который устанавливают в центре камеры. Существует несколько раз-

новидностей ионных источников. Одна из наиболее распространенных конструкций схематически показана на рис. 2.13. Источник ионов состоит из цилиндрического корпуса 5 и накаливаемой вольфрамовой нити 4, эмиттирующей электроны. Нить имеет отрицательный потенциал 100—200 В относительно заземленного корпуса, поэтому испускаемые ею электроны ускоряются в источнике и, двигаясь вдоль магнитных силовых линий, ионизируют газ, поступающий в источник через патрубок 3. Когда правый дуант 7 становится отрицательным, ионы вытягиваются из источника электри-

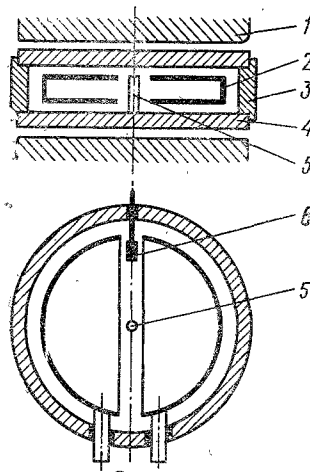


Рис. 2.12. Конструкция вакуумной камеры циклотрона:

1 — полюсы; 2 — дуанты; 3 — боковая стенка; 4 — крышки; 5 — источник ионов; 6 — мишень

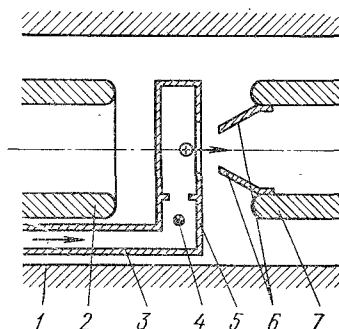


Рис. 2.13. Конструкция источника ионов:

1 — полюсы магнита; 2, 7 — дуанты; 3 — патрубок; 4 — нить; 5 — корпус; 6 — вытягивающие электроды

ческим полем, действующим между корпусом и этим дуантом, и начинают ускоряться. Для увеличения числа выходящих из источника ионов поле необходимо усилить. С этой целью на дуанте укрепляют накладки специальной формы — вытягивающие электроды 6. В камере располагаются также либо выводное устройство (дефлектор), либо мишень, материал и конструкция которой зависят от назначения циклотрона.

Предельная энергия частиц

Как было показано, период обращения T_n ионов в циклотроне по мере роста их энергии W увеличивается. Качественно характер этого увеличения показан на рис. 2.14, а. При определенной разнице между периодом обращения иона и периодом T_0 высокочастотного напряжения достигается предельно допустимое значение энергии, и процесс ускорения должен быть закончен. Величина $W_{пред}$ при

этом получается небольшой. Однако ее можно увеличить, если циклотрон отрегулировать таким образом, чтобы в начале цикла ускорения период высокочастотного напряжения превышал период обращения иона (рис. 2.14, а). Точный резонанс (равенство обоих периодов) в этом случае соответствует некоторому значению энергии W_p .

Рассмотрим движение частиц в таком циклотроне на примере иона, вступающего в зазор при амплитудном значении напряжения, т. е. при нулевой фазе: $\varphi=0$ (см. рис. 2.10). В начале цикла ускорения $T_H < T_0$, поэтому ион, вступивший в зазор при $\varphi=0$, повторно попадает в него несколько раньше, т. е. при отрицательной фазе φ_1' . Следующее пересечение зазора ионом вновь произойдет с опережением высокочастотного напряжения по фазе при фазе φ_2' и т. д. С каждым пересечением величина отрицательной фазы рас-

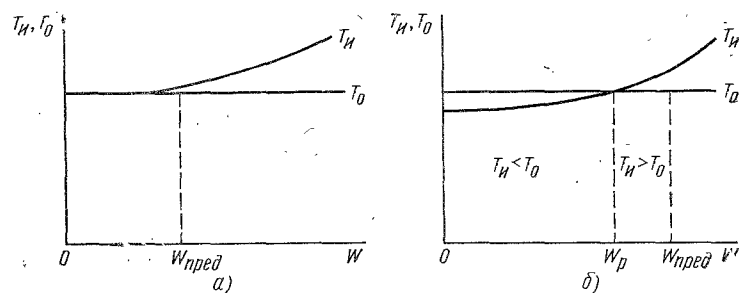


Рис. 2.14. Варианты настройки циклотрона

тет, одновременно повышается и энергия частицы. Ускоритель регулируют таким образом, чтобы при энергии $W=W_p$ фаза частицы была равна $\varphi = -\pi/2$. В области, где энергия частицы $W > W_p$, период обращения иона больше периода высокочастотного напряжения. Поэтому при каждом последующем пересечении ускоряющего зазора ион начинает все больше и больше отставать по фазе от высокочастотного напряжения. Это означает, что его фаза увеличивается и принимает последовательно значения φ_2' , φ_1' , $\varphi=0$, φ_1'' , φ_2'' . Когда фаза иона приблизится к значению $\varphi = +\pi/2$, процесс ускорения должен быть закончен и ионы следует использовать для бомбардировки мишени или вывести из ускорительной камеры, так как они достигли предельной энергии $W_{пред}$.

В режиме работы, который иллюстрируется рис. 2.14, а, ускоряются, как указывалось, лишь ионы, имеющие положительную фазу. Изменение фазы нулевого иона (частицы, начавшей свое движение при $\varphi=0$) при этом происходит в пределах от 0 до $+\pi/2$. В рассматриваемом ускорителе этот предел в три раза больше, так как фаза изменяется от 0 до $-\pi/2$ и затем от $-\pi/2$ до $+\pi/2$. Поэтому ион успевает испытать большое число актов ускорения и получает большую энергию.

Приближенные расчеты показывают, что предельная энергия частиц в циклотроне

$$W_{пред} = 2 \sqrt{\frac{2zW_0U_m}{\pi}} [\text{эВ}],$$

где z — кратность заряда иона; W_0 — энергия протона, эВ; U_m — амплитуда ускоряющего напряжения, В.

Несколько неожиданным, на первый взгляд, является следующий из формулы вывод о том, что предельная энергия частиц зависит от величины ускоряющего напряжения. Может показаться, что такой зависимости не должно быть, так как, ускоряясь малым напряжением, частица может достичь предельной энергии при большом числе пересечений зазора, а ускоряясь большим напряжением, — при малом числе таких пересечений. Однако здесь нужно иметь в виду, что каждое пересечение зазора приводит к сдвигу фазы частицы. Следовательно, чем больше порция энергии, получаемая ионом при пересечении зазора, тем выше значение конечной энергии, которую он успевает набрать к моменту, когда сдвиг фаз достигает предельного значения. Поэтому при увеличении напряжения величина $W_{пред}$ растет.

Вычислим, воспользовавшись приведенной формулой, предельную энергию протонов в циклотроне при напряжении на зазоре $U_m=225$ кВ. Для протонов имеем: $z=1$ и $W_0=938 \cdot 10^6$ эВ. Предельная энергия

$$W_{пред} = 2 \sqrt{\frac{2 \cdot 1 \cdot 938 \cdot 10^6 \cdot 225 \cdot 10^3}{3,14}} = 23 \text{ МэВ}.$$

Таким образом, с помощью циклотрона протонам можно сообщать энергию порядка 20—25 МэВ. При этом удается получить средний ток 10^{-3} А.

Параметры некоторых циклотронов приведены в табл. 2.2.

Таблица 2.2

Параметры некоторых циклотронов

Параметры	Местонахождение циклотрона		
	Институт атомной энергии АН СССР (СССР)	Нобелевский институт физики (Швеция)	Вашингтонский университет (США)
Энергия дейтронов, МэВ	20	22	21
Ток ионов внутри камеры, мкА	500	100	—
Диаметр полюсов, м	1,5	2,11	1,52
Индукция магнитного поля, Т	1,36	1,07	1,5
Вес электромагнита, тс	330	400	218
Частота ВЧ-генератора, МГц	10,4	8,1	11,6
Мощность генератора, кВт	120	180	100
Напряжение между дуантами, кВ	160	—	220—250

Обычно циклотрон рассчитывают и проектируют для ускорения дейтронов. Однако «дейтронный» ускоритель путем регулировки может быть приспособлен для ускорения и протонов, и α -частиц.

§ 2.4. ЦИКЛОТРОН С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ВАРИАЦИЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ (ИЗОХРОННЫЙ ЦИКЛОТРОН)

Предел энергии, достижимой ионами в циклотроне, обусловлен релятивистским возрастанием их массы и уменьшением магнитной индукции с радиусом. Несмотря на то, что этот предел (он составляет, как указывалось, 20—25 МэВ) давно перекрыт современными ускорителями других типов, интерес к циклотрону не ослабевает, и делаются многочисленные попытки расширить его энергетический диапазон. Причина повышенного внимания к циклотрону заключается в том, что он позволяет получать большие токи частиц. По этому параметру циклотрон значительно превосходит другие циклические ускорители. Кроме того, он прост по конструкции и удобен в эксплуатации.

Чтобы процесс ускорения в циклотроне не нарушался, необходимо обеспечить постоянство частоты обращения ионов:

$$\omega = \frac{qB}{m} = \text{const.}$$

Однако по мере ускорения частицы (т. е. удаления ее от центра вакуумной камеры) происходит релятивистское возрастание массы m . Следовательно, это условие можно выполнить лишь в том случае, если магнитная индукция B возрастает с радиусом по тому же закону, по которому в зависимости от r увеличивается масса частицы. Но в обычном циклотроне применить возрастающее по радиусу магнитное поле нельзя, так как это приведет к нарушению аксиальной фокусировки частиц. Оказывается, что оба противоречивых требования (обеспечение фокусировки и постоянства частоты обращения) могут быть удовлетворены, если создать определенную структуру поля в области движения частиц. Один из возможных вариантов решения задачи показан на рис. 2.15.

На полюсах магнита укреплены стальные спиральные накладки прямоугольного сечения, называемые шпалами. Вследствие этого между полюсами образуются спиральные области, в которых индукция усилена. Области усиленной индукции называются горбами, а области более слабой индукции — впадинами. Величина индукции магнитного поля в зазоре в этом случае периодически меняется (варьируется) как по радиусу, так и по азимуту (отсюда произошло название ускорителя — циклотрон с пространственной вариацией магнитного поля).

Радиальная вариация поля в таком циклотроне показана на рис. 2.16. Структуру поля подбирают таким образом, чтобы среднее значение B увеличивалось с увеличением радиуса. Из рисунка видно, что в междуполюсном зазоре ускорителя чередуются области с нарастающей и спадающей по радиусу магнитной индукцией.

Эти области характеризуются показателями спада, соответственно $n < 0$ и $n > 0$. При орбитальном движении по спирали ионы поочередно пересекают фокусирующие и дефокусирующие области магнитного поля (рис. 2.17). В итоге в соответствии с принципом силь-

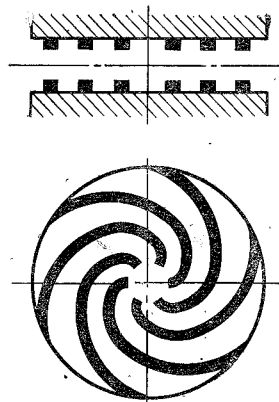


Рис. 2.15. Форма полюсов магнита циклотрона со спиральными накладками

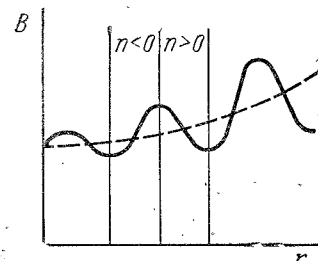


Рис. 2.16. Изменение магнитной индукции вдоль радиуса в циклотроне со спиральными накладками

ной фокусировки ионы оказываются сфокусированными. Этот результат достигается, несмотря на увеличение среднего значения индукции к краям полюсов.

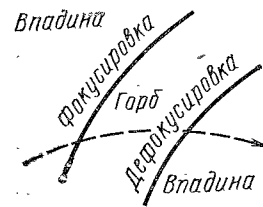


Рис. 2.17. Фокусирующие и дефокусирующие области магнитного поля



Рис. 2.18. Варианты полюсных накладок

Возрастание среднего значения индукции магнитного поля по радиусу обеспечивает неизменность частоты обращения ионов в течение всего цикла ускорения или, как говорят, изохронизм движения. Поэтому рассматриваемый ускоритель известен также под названием «изохронный циклотрон».

Вариация магнитного поля в изохронном циклотроне может быть достигнута не только за счет использования спиральных шпал

мов описанной конструкции. Для этой цели могут применяться также шимы других видов. Некоторые варианты полюсных накладок (шимов) показаны на рис. 2.18. Количество накладок на каждом полюсе должно быть не менее трех.

Достижимая энергия ионов в изохронном циклотроне оказывается соизмеримой с их энергией покоя W_0 . Теоретические исследования показывают что, например, протоны в этом ускорителе можно разогнать до энергии $W \approx W_0 \approx 1$ ГэВ. Это во много раз больше, чем в циклотроне обычной конструкции. Ограничение энергии указанной величиной обусловлено резонансной раскачкой радиальных бетатронных колебаний.

В настоящее время разрабатывают и строят изохронные циклотроны главным образом на средние энергии (30—100 МэВ). Для приближения к предельной энергии необходимо увеличивать точность воспроизведения требуемой структуры магнитного поля. В противном случае неизбежно будут возникать потери ускоряемых частиц из-за резонансов, связанных с неидеальностью конфигурации поля.

§ 2.5. ПРИНЦИП АВТОФАЗИРОВКИ

Новый этап в развитии ускорительной техники начался в 1944 г., когда советский физик В. И. Векслер открыл принцип автофазировки частиц. Значение этого открытия трудно переоценить. На основе принципа автофазировки в последующие годы был предложен и осуществлен целый ряд циклических ускорителей, позволивших получать частицы с огромными энергиями.

Для того чтобы понять сущность принципа автофазировки, необходимо еще раз вернуться к условию резонансного ускорения ионов в циклотроне. Оно выражается равенством $\omega_n = \omega_0$. Нарушение этого равенства происходит вследствие того, что по мере ускорения ионов частота их обращения ω_n уменьшается, в то время как частота ускоряющего напряжения остается неизменной. Не трудно видеть, что имеются, по крайней мере, два пути для сохранения условия резонанса в течение длительного времени:

1. По мере уменьшения частоты обращения ионов можно соответственно уменьшать частоту ускоряющего напряжения. Тогда в любой момент времени t будет выполняться равенство частот:

$$\omega_n(t) = \omega_0(t) = \text{var.}$$

2. Увеличение массы ионов, приводящее к уменьшению частоты их обращения, можно скомпенсировать соответствующим увеличением во времени магнитной индукции. В этом случае частота обращения не будет изменяться и будет выполняться равенство

$$\omega_n(t) = \omega_0(t) = \text{const.}$$

До открытия принципа автофазировки оба названных пути казались бесперспективными. Считалось, что в процесс ускорения в указанных случаях могут быть вовлечены лишь те частицы, для

которых равенство частот $\omega_n(t)$ и $\omega_0(t)$ выполняется точно. Но число таких частиц (они называются равновесными или синхронными) бесконечно мало. Поэтому сооружение соответствующих ускорителей не представляло интереса.

Открытие принципа автофазировки опровергло эти представления. Оказалось, что как при изменении во времени частоты переменного напряжения, так и при изменении магнитной индукции ускоряться будут не только синхронные частицы, но и большая группа частиц, для которых условие резонанса выполняется в среднем. Это положение в сильно упрощенном виде можно пояснить следующим примером. Рассмотрим кривую изменения напряжения на дуантах циклотрона (рис. 2.19). Пусть частота этого напряжения медленно

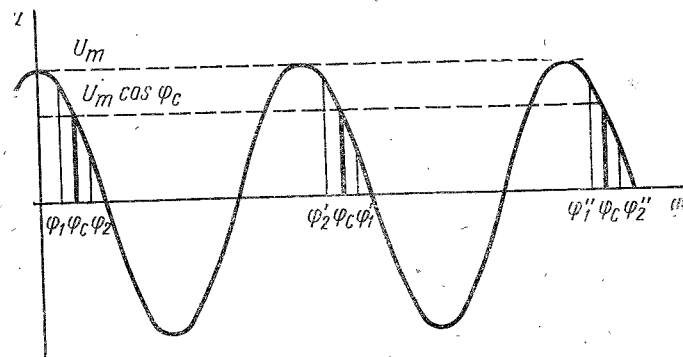


Рис. 2.19. Механизм автофазировки

уменьшается по мере уменьшения частоты обращения ионов, а синхронная частица имеет фазу $\varphi = \varphi_c$. При каждом пересечении зазора частица получает постоянное приращение энергии:

$$\Delta W_c = qU_m \cos \varphi_c.$$

Проследим поведение частиц, вступивших в зазор несколько раньше ($\varphi = \varphi_1$) и несколько позже ($\varphi = \varphi_2$) синхронной частицы. Частица, прошедшая зазор раньше равновесной, получит большее приращение энергии:

$$\Delta W_1 = qU_m \cos \varphi_1 > \Delta W_c.$$

Период обращения этой частицы соответственно окажется больше, а частота обращения — меньше, чем у синхронной, и она вторично пересечет зазор при фазе $\varphi = \varphi'_1$. При этом частица получит приращение энергии

$$\Delta W'_1 = qU_m \cos \varphi'_1 < \Delta W_c.$$

Теперь период обращения частицы окажется меньше (а частота больше), чем у синхронной, и она вновь пересечет зазор раньше (при $\varphi = \varphi''_1$) и т. д. Аналогично будет происходить и движение частицы, впервые вступившей в зазор при фазе $\varphi = \varphi_2$.

Таким образом, в процесс ускорения будут вовлечены многие неравновесные частицы, частоты обращения которых заключены в некотором интервале: $(\omega_0 - \Delta\omega) < \omega_n < (\omega_0 + \Delta\omega)$. Фаза ускоряемых частиц колеблется относительно равновесного значения φ_c . При каждом конкретном пересечении ускоряющего зазора фаза частицы

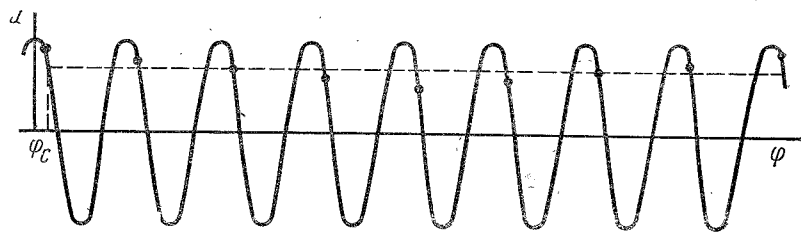


Рис. 2.20. Изменение фазы неравновесной частицы в процессе ускорения

отличается от φ_c , но в среднем она равна величине φ_c . Происходит автоматическое регулирование или саморегулирование фазы. Нетрудно убедиться, что принцип автофазировки действует только в том случае, когда синхронная частица пересекает зазор при уменьшении напряжения на нем, т. е. при $du/dt < 0$. Другими словами, равновесная фаза должна соответствовать спадающей ветви кривой высокочастотного напряжения. В действительности фазовые колебания частиц происходят медленно: частица совершает одно колебание за много оборотов по орбите. Более подробно характер колебаний фазы ускоряемой частицы показан на рис. 2.20.

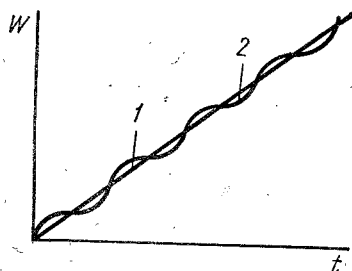


Рис. 2.21. Изменение энергии частиц с течением времени:
1 — равновесные частицы; 2 — неравновесные частицы

Фазовые колебания приводят к тому, что увеличение энергии равновесных и неравновесных частиц с течением времени происходит по-разному. Энергия синхронных частиц суммируется из порций одинаковой величины и нарастает по линейному закону (рис. 2.21). Приращение энергии остальных частиц происходит порциями — то большими, то меньшими, чем у синхронных. Поэтому энергия неравновесных частиц колеблется относительно энергии равновесных частиц.

Принцип автофазировки действует и в слабофокусирующих, и в сильнофокусирующих ускорителях. Однако в сильнофокусирующих установках на начальной стадии ускорительного цикла равновесная фаза должна соответствовать нарастающему участку кривой высокочастотного напряжения. Затем, при достижении частицей определенной энергии осуществляется переброска фазы на падающий участок. Дальнейшее фазовое движение частицы происходит так, как было описано выше.

§ 2.6. ФАЗОТРОН (СИНХРОЦИКЛОТРОН)

Фазотрон, или синхроциклотрон, представляет собой циклический резонансный ускоритель тяжелых частиц. Их ускорение осуществляется в постоянном магнитном поле переменным электрическим полем модулированной частоты. Ускоритель по существу является разновидностью обычного циклотрона. В циклотроне частота обращения частиц по мере их ускорения уменьшается. Так как частота электрического поля является постоянной, то частицы начинают постепенно выпадать из синхронизма и их дальнейшее ускорение становится невозможным. В фазотроне для обеспечения резонанса частота электрического поля изменяется согласованно с изменением частоты обращения ионов. Благодаря этому здесь может быть получена значительно большая энергия, чем в циклотроне.

Резонансное ускорение частиц в фазотроне основано на принципе автофазировки. Для обеспечения орбитальной устойчивости по вертикали магнитное поле сделано слегка спадающим по радиусу.

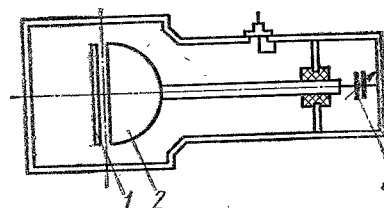


Рис. 2.22. Ускоряющая система фазотрона:
1 — рамка; 2 — дуант; 3 — варнатор

Конструкция фазотрона подобна конструкции циклотрона, однако полюсы его электромагнита имеют больший диаметр. Например, один из крупнейших в мире фазотронов на энергию протонов 680 МэВ (СССР, Объединенный институт ядерных исследований в г. Дубна) характеризуется следующими параметрами электромагнита: диаметр полюсов 6 м, вес 7000 тс.

Сооружение дубненского фазотрона было начато в 1946 г. и завершено в 1949 г. А в 1967 г. в Гатчине под Ленинградом пущен самый крупный в настоящее время ускоритель этого типа — фазотрон на энергию 1 ГэВ Физико-технического института. Основные параметры этого ускорителя: диаметр электромагнита 7 м, вес электромагнита 7800 тс, число частиц в импульсе 10^{11} , средний ток 1 мкА, число импульсов в 1 мин 3000—6000.

Ускоряющую систему фазотрона обычно делают однодуантной (рис. 2.22). Вместо второго дуанта устанавливают прямоугольную металлическую рамку 1, которая и заменяет кромку второго дуанта и повторяет ее по местоположению и очертаниям. Промежуток между рамкой (она заземляется) и дуантом 2 образует ускоряющий зазор. Конструктивно такая система проще двухдуантной и, кроме того, позволяет использовать освободившуюся часть вакуумной камеры для установки выводного устройства и некоторых других элементов. Из-за опасности электрических пробоев к однодуантной системе нельзя прикладывать большие напряжения. Однако в фазотроне в отличие от циклотронов использование для ускорения

частиц возможно большего напряжения не требуется. Поэтому амплитуда высокочастотного напряжения на зазоре обычно не превышает 25—30 кВ.

Для модуляции частоты в фазотронах применяют метод изменения емкости конденсатора, включенного в контур высокочастотного генератора. Изменение емкости достигается механически с помощью вращающегося многопластинчатого конденсатора (вариатора).

В фазотроне из всех частиц, образовавшихся в ионном источнике, лишь небольшая часть вовлекается в течение короткого промежутка времени в процесс ускорения. Импульсы ионного тока повторяются с периодом, равным периоду модуляции частоты. Поэтому величина среднего тока пучка оказывается небольшой — около 1—2 мкА. В дубненском фазотроне величина среднего тока равна 2,3 мкА. Поскольку время захвата частиц очень мало, в фазотронах нет смысла использовать непрерывный режим работы ионного источника. Как правило, ионный источник работает в импульсном режиме. Это позволяет увеличить число частиц, вовлеченных в процесс ускорения. Для обеспечения надежного захвата длительность инжекции ионов в вакуумную камеру несколько превышает длительность захвата.

Предельно достижимая энергия частиц в фазотроне ограничивается технико-экономическими соображениями. Для протонов она равна примерно 1 ГэВ.

§ 2.7. МИКРОТРОН

Микротрон — циклический резонансный ускоритель электронов — был предложен в 1944 г. советским физиком В. И. Векслером на основе открытого им принципа автофазировки. Большое значение для практического осуществления этого ускорителя имели работы, выполненные в СССР под руководством С. П. Капицы.

В общих чертах микротрон сходен с циклотроном. В нем так же, как и в циклотроне, ускорение частиц осуществляется переменным электрическим полем неизменной частоты в постоянном во времени однородном магнитном поле. Но обычный циклотрон не пригоден для ускорения электронов, так как с ростом энергии их масса быстро увеличивается, что приводит к нарушению условия циклотронного резонанса. В микротроне резонанс обеспечивается благодаря использованию кратного режима ускорения: при каждом пересечении ускоряющего зазора период обращения электронов вследствие увеличения их энергии возрастает на целое число периодов высокочастотного напряжения. Поэтому зазор электроны проходят каждый раз при одной и той же фазе напряжения.

Принцип действия

Ускорение электронов в микротроне осуществляется в зазоре объемного резонатора 1 (рис. 2.23). Резонатор возбуждается с помощью мощного импульсного магнетрона или клистрона микровол-

нового (обычно 10-сантиметрового) диапазона. Отсюда произошло название ускорителя — «микротрон».

Особенности ускорения электронов в микротроне рассмотрим на примере одного из характерных режимов его работы. Электроны проходят ускоряющий зазор резонатора в моменты времени $t_1, t_2, t_3 \dots$ (рис. 2.24) и движутся в однородном магнитном поле по круговым орбитам. При каждом пересечении зазора энергия электрона возрастает на величину $W = eU_c$, и соответственно увеличивается период его обращения. Первый оборот электрон совершает за время T_1 , равное удвоенному периоду T_0 ускоряющего напряжения. Время обращения электрона по любой орбите отличается от времени обращения по предыдущей орбите на один период высокочастотного поля. Совершив ряд оборотов, электрон достигает мишени (выводного устройства). Траектория электронов, таким образом, состоит из совокупности окружностей, лежащих в одной плоскости и имеющих общую точку касания.

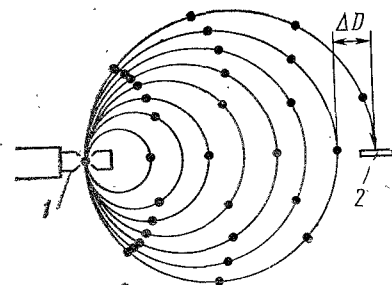


Рис. 2.23. Схема ускорения электронов в микротроне:
1 — объемный резонатор; 2 — мишень

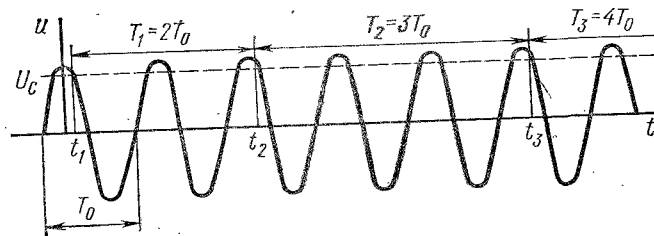


Рис. 2.24. Простейший режим кратного ускорения электронов

Как следует из принципа работы микротрона, для достижения резонансного ускорения необходимо выполнение следующих условий:

1. Период обращения электрона по орбите после первого прохождения ускоряющего зазора должен быть равен целому числу a_1 периодов высокочастотного поля:

$$T_1 = a_1 T_0.$$

2. Приращение периода обращения электрона после каждого цикла ускорения должно составлять целое число a_2 периодов высокочастотного поля:

$$\Delta T = T_{n+1} - T_n = T_2 - T_1 = T_3 - T_2 = \dots = a_2 T_0.$$

Период обращения электрона в однородном магнитном поле

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

Умножив числитель и знаменатель этого выражения на c^2 , получим соотношение

$$T = 2\pi \frac{mc^2}{ec^2B} = 2\pi \frac{W_{\pi}}{ec^2B}, \quad (2.12)$$

где $W_{\pi} = mc^2$ — полная энергия движущегося электрона.

Таким образом, период обращения электрона пропорционален его полной энергии. Используя формулу (2.12), условия резонансного ускорения можно переписать в виде

$$\left. \begin{aligned} T_1 &= 2\pi \frac{W_{\pi 1}}{ec^2B} = a_1 T_0, \\ \Delta T &= T_{n+1} - T_n = \frac{2\pi}{ec^2B} (W_{\pi(n+1)} - W_{\pi n}) = a_2 T_0. \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

В этих выражениях $W_{\pi 1}$, $W_{\pi n}$, $W_{\pi(n+1)}$ — соответственно полная энергия электрона после первого, n -го и $(n+1)$ -го циклов ускорения.

Если перед первым прохождением ускоряющего зазора электрон имел начальную кинетическую энергию W_{π} (энергия инжекции) и при каждом последующем акте ускорения получает кинетическую энергию W , то

$$W_{\pi 1} = W_0 + W_{\pi} + W = W_0 + b_1 W_0 + b_2 W_0 = W_0 (1 + b_1 + b_2),$$

$$W_{\pi n} = W_0 + W_{\pi} + nW = W_0 (1 + b_1 + nb_2),$$

$$W_{\pi(n+1)} = W_0 + W_{\pi} + (n+1)W = W_0 [1 + b_1 + (n+1)b_2],$$

где $W_0 = m_0 c^2$ — энергия покоя электрона; $b_1 = W_{\pi}/W_0$, $b_2 = W/W_0$.
Окончательно для условий резонансного ускорения получим

$$\left. \begin{aligned} \frac{2\pi}{ec^2B} W_0 (1 + b_1 + b_2) &= a_1 T_0, \\ \frac{2\pi}{ec^2B} W_0 b_2 &= a_2 T_0, \end{aligned} \right\} \quad (2.14)$$

откуда

$$\frac{1 + b_1 + b_2}{b_2} = \frac{a_1}{a_2}$$

$$\frac{1 + b_1}{b_2} = \frac{a_1 - a_2}{a_2}. \quad (2.15)$$

Полученное соотношение устанавливает связь между величинами a_1 , a_2 , b_1 и b_2 , определяющими возможные режимы работы микротрона. Поскольку параметры b_1 и b_2 — положительные величины,

а минимальное значение параметра $a_2 = 1$, то из (2.15) следует, что минимально возможное значение величины a_1 (она должна быть целым числом) равно двум.

Рассмотрим режим ускорения, при котором электроны впервые попадают в зазор резонатора с нулевой кинетической энергией, т. е. $W_{\pi} = b_1 W_0 = 0$ или $b_1 = 0$. В этом случае условие резонанса (2.15) принимает вид

$$b_2 = \frac{a_2}{a_1 - a_2}. \quad (2.16)$$

Преобразуем соотношение (2.14), выразив период высокочастотных колебаний через их длину волны ($T_0 = \lambda_0/c$) и учтя условие (2.16).

$$B\lambda_0 = \frac{2\pi W_0}{ec} \cdot \frac{1}{a_1 - a_2}.$$

В простейшем случае, когда $a_1 = 2$, $a_2 = 1$, произведение $B\lambda_0$ достигает максимального значения:

$$B\lambda_0 = \frac{2\pi W_0}{ec} = 0,0107 \text{ Т} \cdot \text{м}.$$

Если микротрон работает на длине волны $\lambda_0 = 10 \text{ см} = 0,1 \text{ м}$, то индукция магнитного поля равна $B = 0,107 \text{ Т}$. Это значение индукции называют циклотронным полем. Из приведенного примера видно, что индукция магнитного поля в микротроне имеет по необходимости низкие значения. Вследствие этого диаметр полюсов электромагнита оказывается достаточно большим. Например, диаметр полюсов электромагнита микротрона на энергию 29 МэВ составляет 2 м.

Для сравнения отметим, что диаметр полюсов электромагнита электронного ускорителя другого типа — бетатрона — при той же энергии составляет примерно 0,6 м. При $a_1 = 2$ и $a_2 = 1$ параметр b_2 равен единице. Это означает, что при каждом пересечении зазора резонатора электрон получает порцию энергии, равную его энергии покоя, т. е. 0,511 МэВ. Напряжение в ускоряющем зазоре резонатора в этот момент равно $U_c = 0,511 \cdot 10^6 \text{ В} = 511 \text{ кВ}$. Необходимость использования высоких ускоряющих напряжений приводит к тому, что напряженность электрического поля в резонаторах современных микротронов достигает очень больших значений 500—600 кВ/см. Поэтому для обеспечения электрической прочности резонаторов принимают специальные меры.

Ускорение электронов в микротроне основано на принципе автофазировки. Благодаря этому в процессе ускорения участвуют не только синхронные частицы, движение которых точно соответствует условиям резонанса, но также те электроны, для которых условия резонанса выполняются лишь в среднем. Ускоряемые частицы группируются в отдельные пакеты (сгустки), расположенные на расстоянии длины волны λ_0 друг от друга. Среднее значение тока пучка в микротроне значительно выше, чем в других циклических

ускорителях электронов (бетатрон, синхротрон). Это объясняется тем, что вовлечение электронов в процесс ускорения в микротроне осуществляется в каждом периоде сверхвысокочастотного напряжения.

Расположение орбит в микротроне характеризуется приблизительно постоянным шагом:

$$\Delta D = D_{n+1} - D_n,$$

где D_n, D_{n+1} — диаметр n -й и $(n+1)$ -й орбит.

Для определения шага ΔD воспользуемся вторым соотношением (2.13). Выразим периоды обращения T_{n+1} и T_n через скорости частиц v_{n+1} и v_n на соответствующих орбитах:

$$T_{n+1} = \frac{\pi D_{n+1}}{v_{n+1}}, \quad T_n = \frac{\pi D_n}{v_n}.$$

Теперь это соотношение можно записать в виде

$$\frac{\pi D_{n+1}}{v_{n+1}} - \frac{\pi D_n}{v_n} = a_2 T_0 = a_2 \frac{\lambda_0}{c}.$$

В микротроне скорость электронов уже на четвертой-пятой орбите близка к скорости света. Поэтому можно положить $v_n \approx v_{n+1} \approx c$. Тогда будем иметь

$$\Delta D = D_{n+1} - D_n \approx a_2 \frac{\lambda_0}{\pi}.$$

Для микротронов, работающих при $a_2 = 1$ и $\lambda_0 = 10$ см, расстояние между орбитами равно $\Delta D \approx \lambda_0 / \pi \approx 3$ см. Большой шаг орбит существенно облегчает вывод электронов из вакуумной камеры микротрона, а также их направление (сброс) на мишень.

Инжекция электронов

В первых конструкциях микротронов для ускорения использовались электроны, вырванные из краев тороидального резонатора (рис. 2.25) под действием сильного электрического поля в его зазоре. Эмиттирующая кромка 1 медного резонатора заточена «на жало». При напряженности высокочастотного поля порядка 10^6 В/см из кромки происходит холодная эмиссия электронов, часть которых через отверстие в резонаторе выходит в ускорительную камеру. Основным недостатком описанного способа инжекции является малое значение тока ускоренных частиц. Среднее значение электронного тока в микротронах с автоэмиссионным методом инжекции составляет около 1 мкА.

В 1959 г. в СССР были предложены новые, более эффективные методы инжекции электронов в микротронную ускорительную камеру. В этих методах используют плоский объемный резонатор и

термоэмиссионный источник — термокатод. На рис. 2.26 показаны начальные участки траектории инжектированных электронов. Термокатод располагается на внутренней стенке резонатора.

При первом типе ускорения (рис. 2.26, а) катод находится на расстоянии $R_k \approx 0,5R$ от оси резонатора. Электроны, пройдя между внутренними стенками резонатора, выходят в вакуумную камеру через осевое пролетное отверстие. Далее, двигаясь по круговой орбите, они вновь попадают в зазор резонатора.

При втором типе ускорения (рис. 2.26, б) катод располагается вблизи оси резонатора. Электроны выходят из резонатора через вспомогательное отверстие и, двигаясь по криволинейной траектории, вновь попадают в резонатор через пролетное отверстие и ускоряются.

Как показывают теоретические расчеты и практика сооружения микротронов, описанные методы инжекции позволяют, не изменяя числа и положения орбит, регулировать в широких пределах энергию ускоренных частиц. Регулировка достигается путем изменения ускоряющего напряжения и индукции магнитного поля. Использование плоских резонаторов и эффективных термокатодов из гексаборида лантана (LaB_6) позволило также значительно (по сравнению с автоэмиссионным способом инжекции) увеличить ток пучка ускорителя. Среднее значение тока в современных микротронах равно примерно 10^{-3} А.

Как указывалось, движение электронов в микротроне происходит в однородном магнитном поле. Такое поле характеризуется показателем спада $n=0$, следовательно, оно фокусирует частицы в радиальном направлении. Однако аксиальной фокусировки однородное поле не обеспечивает: частица, имеющая (например, из-за столкновений с молекулами остаточного газа) осевую составляющую скорости, движется по винтовой линии. Если не обеспечивать осевую фокусировку таких частиц, они попадут на резонатор или крышки вакуумной камеры.

Аксиальная фокусировка электронов в микротроне осуществляется электрическим полем объемного резонатора. Рассмотрим картину электрического поля в резонаторе (рис. 2.27). Разложим вектор напряженности поля на входе и выходе резонатора 1 на две составляющие — продольную и поперечную. Из рисунка видно, что поперечной составляющей напряженности поля электроны на входе резонатора фокусируются, а на выходе — дефокусируются. Однако под действием автофазировки электроны проходят ускоряющий зазор, когда напряжение на нем уменьшается. Поэтому поле, действующее на электрон у входного отверстия, оказывается более сильным, чем у выходного. В результате силы фокусировки превы-

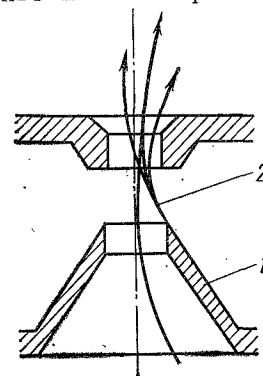


Рис. 2.25. Инжекция электронов в микротронах с автоэмиссией:

1 — эмиттирующая кромка; 2 — траектории электронов

няют силы дефокусировки, и действие резонатора на электроны будет в целом собирающим.

Особенности конструкции

В микротроне используют электромагнит постоянного тока, состоящий (рис. 2.28) из плоских полюсов 4, магнитопровода 6 и обмоток возбуждения 1.

Для изготовления полюсов и магнитопровода применяют малоуглеродистую сталь (например, Ст. 3). Обмотку выполняют из меди. В ряде микротронов обмотку охлаждают проточной водой.

Магнитное поле в области ускорения электронов должно быть строго однородным. Однако в действительности всегда имеют мес-

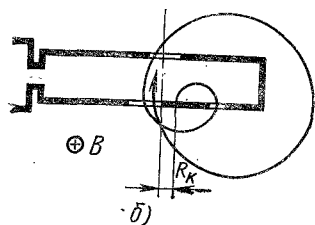
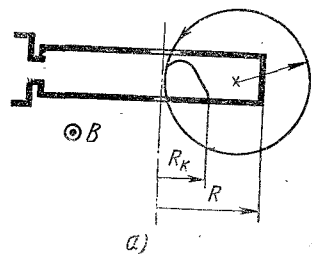


Рис. 2.26. Инжекция электронов в микротрон с плоским объемным резонатором и термокатодом:

а — первый тип ускорения; б — второй тип ускорения

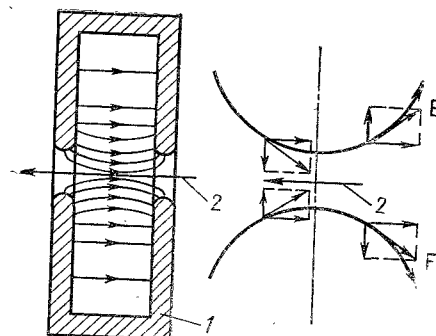


Рис. 2.27. Фокусировка электронов электрическим полем объемного резонатора:

1 — резонатор; 2 — электронный пучок

то неоднородности поля, возникающие из-за неоднородности магнитных свойств используемых материалов, погрешностей изготовления деталей магнитной системы и других причин. Допустимая неоднородность магнитного поля в микротроне зависит от числа орбит N , т. е. энергии электронов:

$$\frac{\Delta B}{B} \sim N^{-2}.$$

Следовательно, чем больше число орбит, тем меньше допустимая неоднородность поля. В современных микротронах она составляет 0,1—0,5%.

Вакуумную камеру микротрона образуют полюсы электромагнита и цилиндрическая боковая стенка 2, выполненная из немагнитного материала — латуни или нержавеющей стали. Камера на-

ходится под непрерывной откачкой. Для нормальной работы ускорителя достаточен вакуум порядка 10^{-5} мм рт. ст. Он создается с помощью электроразрядных откачивающих агрегатов 9. Применение масляной откачки нежелательно, так как попадание паров масла в вакуумную камеру приводит к снижению электрической прочности резонаторов. Для герметизации вакуумной камеры в местах разъемов и стыков используют резиновые уплотнения.

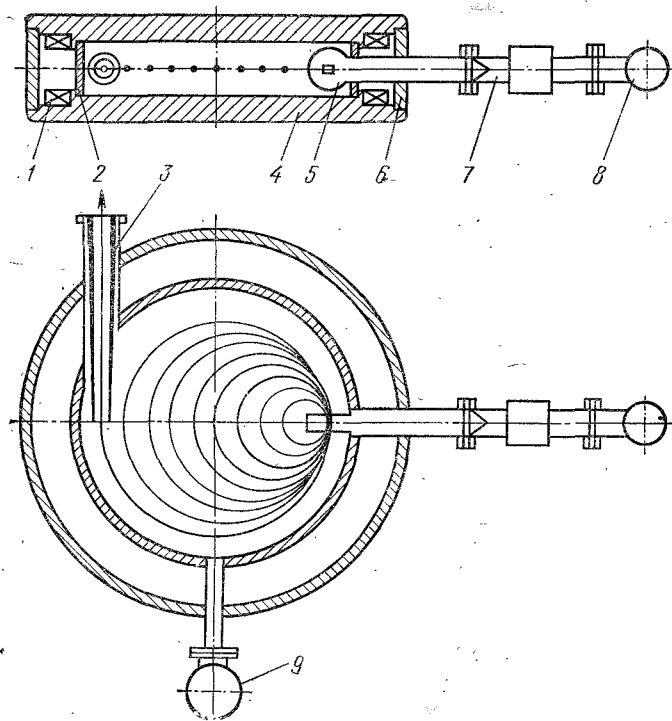


Рис. 2.28. Конструкция микротрона:

1 — обмотки возбуждения; 2 — боковая стенка вакуумной камеры; 3 — выводное устройство; 4 — полюсы электромагнита (крышки вакуумной камеры); 5 — резонатор; 6 — магнитопровод; 7 — волновод; 8 — магнетрон; 9 — откачивающий агрегат

Резонатор 5 микротрона обычно изготавливают из бескислородной меди. Его поверхность тщательно полируют, после чего резонатор отжигают в вакууме при температуре 500°C . Такая обработка позволяет обеспечить необходимую электрическую прочность резонатора. Настройку резонатора производят методом деформации одной из его стенок, выполненной в виде мембраны.

На внутренней стенке резонатора устанавливают катод из гексаборида лантана, изготовленный в виде небольшого кубика. Для нагрева катода его припаивают к танталовой полоске, через которую пропускают ток накала. Катоды из гексаборида лантала характеризуются высокой и стабильной эмиссией, устойчивостью к

Параметры некоторых микротронов

Параметры	Местонахождение микротрона		
	ОИЯИ, г. Дубна (СССР)	Институт физиче- ских проблем, г. Москва (СССР)	Университет г. Лунд (Швеция)
Энергия электронов, МэВ	30	15	6,4
Диаметр полюсов, м	1,1	0,75	0,5
Поток электромагнита, тс	4,5	0,9	0,6
Число орбит	30	17	10
Поток в импульсе, мА	60	35	50

Пучок электронов на выходе микротрона имеет небольшое поперечное сечение и характеризуется малой расходимостью и высокой моноэнергетичностью. Поэтому микротрон может быть использован как инжектор в кольцевой электронный ускоритель — синхротрон (см. § 3.2). В настоящее время в СССР, Швеции, Италии и других странах работает ряд синхротронов с микротронами — инжекторами.

Значительный интерес представляет возможность ускорения в микротроне «положительных электронов», т. е. позитронов. Конструкция ускорителя в этом случае несколько видоизменяется. На стенке резонатора напротив электронного эмиттера располагается мишень, выполненная из материала с высоким атомным номером. Пучок электронов, ускоренных в микротронном режиме, на последней орбите проходит через две короткие железные трубы (магнитные каналы). В результате круговая орбита электронов искажается и пучок попадает на мишень. Фотоны рентгеновского излучения, возбужденного при торможении пучка, создают в веществе мишени электрон-позитронные пары (подробно об этом см. в § 4.3). Часть позитронов вовлекается в процесс ускорения. Далее позитроны и электроны ускоряются одновременно, двигаясь навстречу друг другу. Достигнув последней орбиты, позитронный пучок попадает в те же магнитные каналы, отклоняется ими и выходит из ускорителя через канал вывода позитронов.

Для ускорения протонов и других тяжелых ионов микротрон непригоден. Эти частицы имеют большую массу покоя, поэтому для их ускорения необходимы колоссальные напряжения, достичь которые практически невозможно.

Применение в микротроне импульсных сверхвысокочастотных генераторов делает его ускорителем импульсного действия. В последние годы были созданы мощные генераторы СВЧ, работающие в непрерывном режиме. Это позволило осуществить микротрон непрерывного действия.

«отравленно». Их рабочая температура лежит в пределах 1600—1700°С. Основным недостатком электронного источника на основе гексаборида лантана — малый срок службы. После нескольких десятков часов работы происходит разрушение спая кубика с лентой, и источник должен быть заменен новым.

Как следует из принципа работы микротрона, ускоряющее напряжение на зазоре резонатора должно иметь очень большую величину — 500—600 кВ. Столь высокие напряжения можно получить при питании резонатора от источника сверхвысокочастотных колебаний мощностью в сотни киловатт. Такими источниками являются, например, современные магнетроны и клистроны, работающие в импульсном режиме. Они и применяются для возбуждения резонатора, хотя микротрон в принципе может работать в непрерывном режиме. Обычно для возбуждения резонатора служат мощные импульсы магнетроны. Магнетрон присоединяется к резонатору через волноводный тракт. Связь тракта с резонатором осуществляется через отверстие в стенке резонатора.

Ускоренные в микротроне частицы на последней орбите либо сталкиваются с мишенью (см. рис. 2.23), либо попадают в выводное устройство 3 (см. рис. 2.28). Большое расстояние между соседними орбитами позволяет осуществить в этом ускорителе очень простой и эффективный способ вывода электронов из вакуумной камеры. Для вывода используют магнитный канал, представляющий собой коническую железную трубу. Магнитное поле внутри канала отсутствует, поэтому электроны в нем движутся прямолинейно. Таким способом удается вывести из камеры практически все 100% ускоренных частиц. Электронный пучок микротрона отличается высокой моноэнергетичностью.

Тип мишени в микротроне зависит от назначения ускорителя. Для получения жесткого тормозного рентгеновского излучения обычно применяют мишени из вольфрама, а для получения нейтронов — бериллиевые мишени.

Предельная энергия электронов в микротроне ограничивается главным образом техническими трудностями, связанными с получением достаточно однородного поля при большом диаметре полюсов. С увеличением энергии значительно возрастают также вес и стоимость ускорителя. Предельная энергия микротрона составляет примерно 50—100 МэВ. Однако эти ускорители наиболее целесообразно строить на энергии 10—30 МэВ. Достоинствами микротрона наряду с отмеченными выше являются относительная простота конструкции, удобство и надежность в эксплуатации.

Микротроны используют для промышленной дефектоскопии, облучения полимеров, а также в медицине. Важными областями их применения являются релятивистская электроника, ядерная и нейтронная физика. Микротрон на энергию 30 МэВ Объединенного института ядерных исследований используют в качестве инжектора в импульсный реактор на быстрых нейтронах. Параметры этого и некоторых других микротронов приведены в табл. 2.3. Все перечисленные ускорители работают в 10-сантиметровом диапазоне.

В ускорителях, которые были рассмотрены до сих пор, частицы высокой энергии с целью изучения микрообъектов направляются на неподвижную мишень. Оказывается, что при таком столкновении лишь небольшая доля энергии ускоренной частицы тратится на полезные реакции, ради наблюдения которых и сооружается ускоритель. Остальная часть энергии расходуется бесполезно. Дело в том, что в соответствии с законами сохранения энергии и импульса частица, ударяющаяся о неподвижную мишень, не может истратить всю свою кинетическую энергию на реакции. Часть энергии неизбежно расходуется на ускорение центра масс системы «ударяющая частица — мишень».

Бесполезную потерю энергии частиц можно исключить, если в ускорителе в качестве мишени применить встречный пучок частиц той же массы. В этом и заключается идея использования встречных пучков заряженных частиц. Если осуществить столкновение встречных пучков частиц с энергией W , то эффект будет такой же, как при ударе о неподвижную мишень частиц с эквивалентной энергией:

$$W_0 = \frac{2W^2}{W_0},$$

где W_0 — энергия покоя частиц.

Вычислим в качестве примера величину эквивалентной энергии W_0 для случая столкновения протонов с энергией $W = 10$ ГэВ. Энергия покоя протонов $W_0 = 938$ МэВ ≈ 1 ГэВ. Поэтому имеем

$$W_0 = \frac{2 \cdot 10^2}{1} = 200 \text{ ГэВ}$$

и отношение $W_0/W = 20$.

При столкновении электронов с энергией $W = 0,5$ ГэВ эквивалентная энергия имеет огромную величину:

$$W_0 = \frac{2 \cdot 0,5^2}{0,5 \cdot 10^{-3}} = 1000 \text{ ГэВ},$$

что больше энергии каждой из сталкивающихся частиц в 2000 раз.

На первый взгляд, может показаться, что осуществить эксперименты со встречными пучками несложно — для этого достаточно направить частицы, выведенные из двух ускорителей, навстречу друг другу. Однако для практического использования этот метод оказывается неприемлемым. Дело в том, что плотность частиц в пучках ускорителей невелика и вероятность взаимодействия частиц при встрече в этом случае является чрезвычайно малой. Для увеличения эффективности взаимодействия можно воспользоваться двумя приемами: 1) повысить ток сталкивающихся пучков; 2) заставить частицы, не испытавшие взаимодействия при первом столкновении, многократно возвращаться в область встречи пучков.

Оба эти приема использованы при разработке так называемых накопительных систем, в которых осуществляется столкновение

встречных пучков заряженных частиц. Эти устройства были предложены в середине 50-х годов. Накопитель состоит из кольцевой вакуумной камеры, помещенной между постоянными магнитами. В камере создан очень высокий (10^{-9} — 10^{-10} мм рт. ст.) вакуум. Поэтому рассеяние частиц на молекулах остаточного газа практически отсутствует. С помощью ускорителя камера постепенно заполняется частицами высокой энергии. Таким способом в камере удается накопить и удержать на устойчивой орбите в течение длительного времени (от нескольких минут до нескольких часов) большое количество ускоренных частиц. В настоящее время сооружаются главным образом накопители легких частиц — электронов и позитронов, хотя уже проводятся опыты и со встречными протонными пучками.

Накопительная система для изучения реакций на встречных электронных пучках состоит из двух колец, имеющих короткий общий участок. Обращение частиц по круговой орбите в каждом кольце направлено так, чтобы движение пучков на общем участке было встречным. Особенности работы таких устройств можно проследить на примере одной из первых действующих накопительных систем (рис. 2.29).

Каждое из двух колец этой системы разделено прямолинейными промежутками на квадранты. Движение электронов внутри колец направлено по часовой стрелке, поэтому в общем прямолинейном промежутке 2 частицы движутся навстречу друг другу. Заполнение колец электронами производится поочередно с помощью линейного ускорителя. В камере накопителя удается получить ток порядка 30 мА. При обращении по круговой орбите электроны теряют часть своей энергии в виде электромагнитного излучения. Для компенсации этих потерь в прямолинейных промежутках накопительной системы установлены четыре ускоряющих элемента в виде объемных резонаторов 1.

Столкновение электронов и позитронов может быть осуществлено на установках с одним накопительным кольцом, в котором эти частицы обращаются в противоположном направлении.

Плотность тока, циркулирующего в накопителях, ограничивается рядом физических явлений, связанных с высокой интенсивностью пучков.

Изучение проблемы встречных пучков проводится в настоящее время во многих странах. Ею заняты такие ведущие научные центры и лаборатории ускорительной техники, как Новосибирский институт ядерной физики Сибирского отделения АН СССР, Орсей

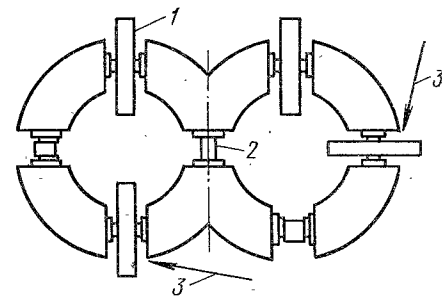


Рис. 2.29. Накопительная система с внешним впуском частиц:

1 — резонаторы; 2 — общий промежуток; 3 — инжектируемые пучки

(Франция), Фраскати (Италия), Кембридж и Стенфорд (США) и др.

К сожалению, взаимодействие встречных пучков эквивалентно взаимодействию быстрых частиц с неподвижной мишенью не во всех реакциях. Поэтому непрерывно ведутся работы по совершенствованию «классического» метода ускорения, а также поиски принципиально новых методов.

ГЛАВА 3

ЦИКЛИЧЕСКИЕ УСКОРИТЕЛИ С ИЗМЕНЯЮЩИМСЯ ВО ВРЕМЕНИ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

§ 3.1. БЕТАТРОН

Индукционный ускоритель электронов — бетатрон — был предложен американским изобретателем Дж. Слэпом в 1922 г. Несмотря на простоту принципа индукционного ускорения, при создании бетатрона встретились большие трудности. Поэтому многие ранние попытки построить ускоритель заканчивались неудачей. Только в 1941 г. Д. Керсту (США), обобщившему результаты многочисленных исследований ученых в разных странах, удалось осуществить первый пригодный для практического применения бетатрон.

Название ускорителя свидетельствует о том, что он предназначен для ускорения β -частиц, т. е. электронов. С его помощью электронам удается сообщать энергию от единиц до десятков миллионов электронвольт и выше. В самом крупном современном бетатроне частицы ускоряются до энергий 300 МэВ.

Принцип действия и конструкция

Принцип работы бетатрона поясняет рис. 3.1. При питании катушки возбуждения 1 синусоидальным током в окружающем ее пространстве образуется переменный магнитный поток. Любое изменение во времени магнитного потока приводит, как известно, к появлению индуцированного вихревого электрического поля, силовые линии которого всегда замкнуты. В рассматриваемом случае, характеризующем осевой симметрией, они имеют вид окружностей. Это вихревое поле и ускоряет электроны. Частицы увеличивают свою энергию, двигаясь в нарастающем во времени магнитном поле по круговой орбите постоянного радиуса r_0 , совпадающей с одной из силовых линий. Магнитное поле нарастает от нуля до максимального значения за четверть периода T ; направление вихревого электрического поля в течение этого промежутка времени не меняется. Поэтому длительность ускорения электронов в бетатроне не превышает $T/4$. За это время электрон успевает сделать огромное (до нескольких миллионов) число оборотов. Хотя энергия, приобретаемая им за один оборот, невелика, конечное значение энергии оказывается очень большим.

Ускорение электронов осуществляется в вакуумной камере, в которой находятся инжектор электронов 2 и мишень 3. В течение короткого промежутка времени в начале цикла ускорения частицы из инжектора направляются на орбиту и по окончании цикла смещаются с нее при помощи специальных устройств и попадают на мишень. При торможении электронов в мишени возбуждается жесткое рентгеновское излучение. Электроны также могут быть выведены из камеры наружу.

Как видно, бетатрон по принципу работы похож на обычный трансформатор. Катушка, называемая обмоткой возбуждения, соответствует первичной обмотке трансформатора, а роль вторичной обмотки выполняет электронный луч. Число оборотов, совершенных

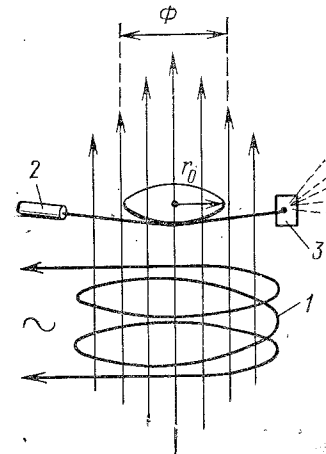


Рис. 3.1. Принцип действия бетатрона:

1 — катушка возбуждения; 2 — инжектор; 3 — мишень

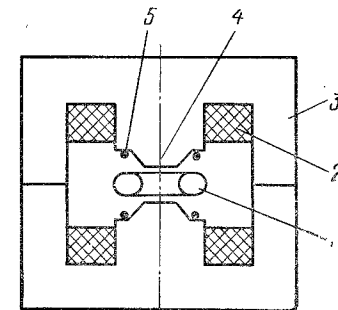


Рис. 3.2. Конструкция бетатрона:

1 — вакуумная камера; 2 — обмотка возбуждения; 3 — магнитопровод; 4 — полюсные наконечники; 5 — смещающие обмотки

электронами в процессе ускорения, соответствует числу витков вторичной обмотки. Поэтому не случайным является и известное конструктивное сходство бетатрона с трансформатором (рис. 3.2). Основу ускорителя составляет электромагнит, состоящий из магнитопровода 3 и обмоток возбуждения 2, питаемых переменным током промышленной или повышенной частоты. В воздушном зазоре между полюсными наконечниками 4 электромагнита располагается ускорительная вакуумная камера 1. Для смещения электронов с орбиты служат смещающие обмотки 5. В конце цикла ускорения через эти обмотки пропускают короткий импульс тока, создающий дополнительное магнитное поле. В результате нормальные условия ускорения электронов нарушаются и радиус их орбиты увеличивается или сокращается в зависимости от направления импульсного тока.

Таким образом, ускорение электронов в бетатроне осуществляется вихревым электрическим полем в нарастающем во времени маг-

питном поле. При этом движение электронов в течение всего цикла ускорения происходит по круговой орбите постоянного радиуса. Найдем условия, при выполнении которых такое движение оказывается возможным.

При обращении электрона по круговой орбите в аксиально-симметричном магнитном поле справедливо соотношение

$$\frac{mv^2}{r_0} = evB_0$$

или

$$mv = er_0 B_0. \quad (3.1)$$

Из последнего выражения следует, что в нарастающем во времени магнитном поле радиус орбиты электрона будет оставаться постоянным ($r_0 = \text{const}$) в том случае, если магнитная индукция на орбите будет возрастать пропорционально импульсу частицы. Какие требования необходимо выполнять, чтобы эта пропорциональность сохранялась в течение всего цикла ускорения? Для ответа на этот вопрос произведем следующий расчет.

Причиной ускорения электрона является сила, действующая на него со стороны электрического поля:

$$F = eE,$$

где E — напряженность поля.

Напряженность поля E связана с э. д. с. индукции $\mathcal{E}$, действующей вдоль орбиты длиной $2\pi r_0$, соотношением

$$E = -\frac{\mathcal{E}}{2\pi r_0}.$$

Величина э. д. с. индукции определяется скоростью изменения магнитного потока Φ , охватываемого орбитой:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt}.$$

В результате для определения силы, действующей на электрон, получаем выражение

$$F = \frac{e}{2\pi r_0} \cdot \frac{d\Phi}{dt},$$

которому согласно второму закону механики:

$$F = \frac{d}{dt}(mv),$$

можно придать вид

$$\frac{d}{dt}(mv) = \frac{e}{2\pi r_0} \cdot \frac{d\Phi}{dt}.$$

Производную по времени от импульса частицы найдем из соотношения (3.1), полагая $r_0 = \text{const}$:

$$\frac{d}{dt}(mv) = er_0 \frac{dB_0}{dt}.$$

Окончательно получаем

$$r_0 \frac{dB_0}{dt} = \frac{1}{2\pi r_0} \cdot \frac{d\Phi}{dt},$$

или

$$\frac{dB_0}{dt} = \frac{1}{2} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\Phi}{\pi r_0^2} \right).$$

Величина $\frac{\Phi}{\pi r_0^2}$ представляет собой среднее значение индукции магнитного поля в области, охваченной равновесной орбитой. Обозначим ее B_c .

Следовательно, движение электронов по орбите постоянного радиуса в бетатроне будет происходить в том случае, если

$$2 \frac{dB_0}{dt} = \frac{dB_c}{dt}, \quad (3.2)$$

т. е. когда скорость изменения среднего значения индукции магнитного поля в области, охваченной орбитой, в два раза выше скорости изменения индукции на самой орбите. Это соотношение называется бетатронным условием.

Интегрируя (3.2) при нулевых начальных условиях, получим другой вид записи бетатронного условия:

$$B_c : B_0 = 2 : 1.$$

Это соотношение легко обеспечить, придав полюсам электромагнита форму конусов. Магнитное поле в зазоре между коническими полюсами усилено в центре и убывает в радиальном направлении. Геометрию зазора выбирают таким образом, чтобы в окрестностях равновесной орбиты уменьшение поля происходило по закону

$$B = B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^n, \quad 0 < n < 1.$$

В результате выполняется бетатронное условие и обеспечивается фокусировка электронов.

В процессе ускорения электроны совершают свободные (бетатронные) колебания относительно равновесной орбиты. Эти колебания являются затухающими, так как индукция магнитного поля с течением времени возрастает.

Вакуумная камера

Ускорение электронов осуществляется в вакуумной камере тороидальной формы. Ее изготавливают из стекла или фарфора. Она может быть выполнена отпаянной или работающей при непрерывной откачке. Для получения жесткого рентгеновского излучения обычно применяют стеклянные отпаянные камеры, а для вывода электронного пучка — фарфоровые камеры с непрерывной откачкой.

В настоящее время существуют различные технологические способы изготовления вакуумных камер. Для производства фарфоровых камер применяют, в частности, способ бессердечникового литья. Небольшие камеры отливают целиком, а крупные склеивают из отдельных секторов. Основной недостаток фарфоровых камер — большая толщина стенок, что уменьшает полезное поперечное сечение камеры и, следовательно, число ускоряемых частиц. Стекланные камеры могут быть изготовлены способом спаивания двух или трех секторов, предварительно полученных путем выдувания в чугунной форме. Перед спайкой секторов к ним припаивают необходимые патрубки.

При движении в вакуумной камере электроны за один цикл ускорения проходят огромные расстояния. Ориентировочно длину их пути можно оценить следующим образом. Предположим, что ускорение длится полную четверть периода изменения магнитного поля, т. е. $T/4$. Скорость электронов, как известно, уже при энергиях 2—3 МэВ близка к скорости света. Поэтому для бетатрона на конечную энергию $W \gg (2-3) \text{ МэВ}$ можно считать, что электроны все время движутся с примерно постоянной скоростью $v \approx c$. Тогда их путь составит

$$S \approx c \frac{T}{4}.$$

При частоте изменения магнитного поля $f = 1/T = 50 \text{ Гц}$ получим

$$S \approx \frac{c}{4f} = \frac{3 \cdot 10^8}{4 \cdot 50} = 1,5 \cdot 10^6 \text{ м.}$$

Пробегаая столь большие расстояния, электроны испытывают многочисленные столкновения с молекулами остаточного газа в вакуумной камере. В результате часть электронов рассеивается на частицах газа и теряется, оседая на стенках камеры. Для нормальной работы ускорителя давление остаточного газа в вакуумной камере должно быть не выше $10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$ Повышение давления приводит к резкому сокращению числа частиц, достигших конца ускорительного цикла. Поэтому предусматривают специальные меры для улучшения вакуума. В отпаянных камерах для этой цели используют геттер. В разборных камерах, работающих при непрерывной откачке, требуемая степень вакуума обеспечивается применением эффективных откачивающих средств.

Рассеяние электронов на частицах остаточного газа и некоторые другие причины неизбежно приводят к оседанию части ускоряемого заряда на стенках камеры, что отрицательно сказывается на работе ускорителя, в частности, вызывает дефокусировку электронного луча и дальнейшую потерю электронов. Во избежание образования поверхностного заряда на стенках камеры их внутреннюю поверхность покрывают специальным проводящим слоем, который заземляют. Этим обеспечивается стекание заряда. Сопrotивление слоя, как показывает опыт, должно лежать в пределах 30—100 Ом. Если оно превышает указанную величину, то стекание заряда за-

труднено. При очень малом сопротивлении слоя в нем индуктируются большие токи, приводящие к разогреву камеры и повышению газоотделения.

Для нанесения проводящего слоя используют несколько способов. В отпаянных стеклянных камерах для этого применяют смесь двухлористого олова и треххлористой сурьмы. Пары смеси в специальной печи продувают через заготовку камеры. После ее остывания на стенках камеры образуется проводящий слой молочного цвета, который прочно пристает к стенкам и обладает большим сроком службы. Проводящий слой может быть нанесен также путем термического напыления хрома, химического серебрения и другими способами.

Ускоряемые частицы должны быть введены в камеру параллельным потоком приблизительно по касательной к равновесной орбите. Для осуществления этой операции служит высоковольтная электронная пушка — инжектор.

Одна из возможных конструкций инжектора показана на рис. 3.3. Ее основными элементами являются катод 1, фокусирующий электрод 2 и анод 3. В качестве источника электронов для инжекторов хорошо зарекомендовали себя оксидно-ториевые прямоточные катоды с вольфрамовым или танталовым керном. Такие катоды имеют высокую удельную эмиссию, легко активируются и мало чувствительны к отравлению. Однако они обладают и рядом недостатков. В сильных электрических полях часто происходит срыв оксидного покрытия с керна. Кроме того, покрытие чувствительно к ионной бомбардировке. Поэтому наряду с оксидно-ториевыми в инжекторах часто применяют менее эффективные, но более долговечные катоды из чистого вольфрама.

Катод, изготовленный в виде винтовой спирали, располагают внутри фокусирующего электрода. Подбором потенциала этого электрода и глубины посадки в нем катода достигается необходимая фокусировка инжектируемых электронов. Анод инжектора изготавливают в виде коробочки с прямоугольным окном для выхода электронов. Анод заземляют, чтобы он не влиял на орбитальное движение частиц. Инжекция же электронов в вакуумную камеру осуществляется путем подачи на катод короткого (несколько микросекунд) отрицательного импульса высокого напряжения.

По окончании цикла ускорения электроны должны быть смещены с равновесной орбиты и использованы для бомбардировки мишени, установленной в вакуумной камере, или выведены из камеры в атмосферу. Сброс ускоренных частиц на мишень производится в бетатронах, предназначенных для генерирования жесткого рентгеновского излучения. Для торможения электронов в таких машинах

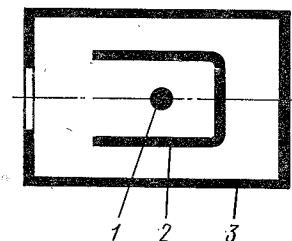


Рис. 3.3. Инжектор:
1 — катод; 2 — фокусирующий электрод; 3 — анод

применяют мишени из вольфрама. Мишень устанавливают в плоскости равновесной орбиты на определенном расстоянии от орбиты. Поэтому в процессе ускорения электроны на мишень не попадают и сталкиваются с ней только после смещения с орбиты.

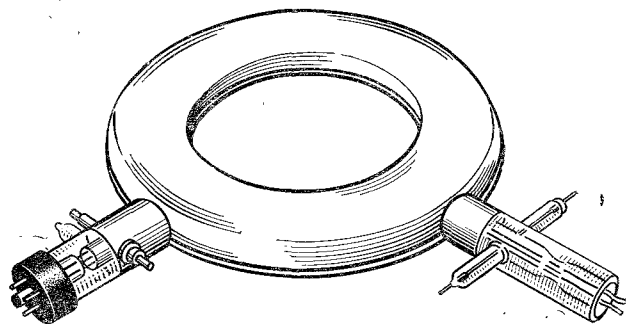


Рис. 3.4. Внешний вид вакуумной камеры бетатрона

При проведении многих исследований в области ядерной физики, медицины, а также в промышленности бетатроны используют как источники электронов высокой энергии. В этих машинах ускоренные частицы выводятся из вакуумной камеры наружу. Мишень в камере в этом случае отсутствует, а устройство для вывода электронов может находиться внутри камеры или вне ее. В качестве выводного устройства, в частности, может быть использован дефлектор.

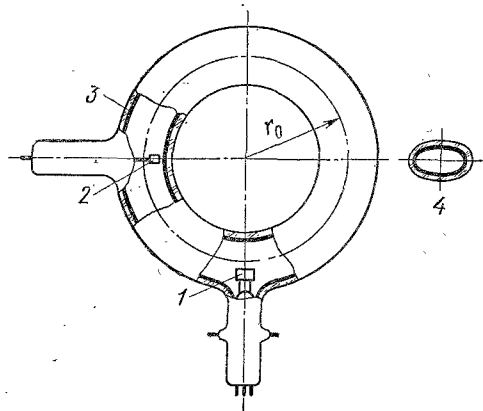


Рис. 3.5. Конструкция вакуумной камеры бетатрона:

1 — инжектор; 2 — мишень; 3 — проводящий слой; 4 — сечение камеры

На рис. 3.4 показан внешний вид, а на рис. 3.5 — конструкция отпаянной вакуумной камеры бетатрона, предназначенной для генерирования рентгеновского излучения. К корпусу камеры, имеющему эллиптическое сечение, приварены два

патрубка. В одном из них установлен инжектор электронов 1, в другом — мишень 2 и газопоглотитель. Инжектор расположен в плоскости равновесной орбиты у наружной стенки камеры. Мишень находится по другую сторону орбиты — у внутренней стенки (внутренняя мишень). Поток рентгеновского излучения выходит из камеры непосредственно через ее стенки. Благодаря затуханию бетатронных колебаний электронный пучок на мишени имеет неболь-

шое поперечное сечение. Поэтому бетатроны с успехом применяют в рентгенодефектоскопии, где требуется малый размер источника излучения.

Процесс инжекции. Смещение электронов с равновесной орбиты

Цикл ускорения в бетатроне начинается с введения электронов в вакуумную камеру. Для того чтобы возможно большая доля частиц, введенных в камеру, была вовлечена в процесс ускорения, необходимо правильно выбрать момент инжекции. Проследим поведение электронов, которые инжектируются в камеру с одной и той же кинетической энергией, но в

разные моменты времени (рис. 3.6), а следовательно, при разной величине магнитной индукции.

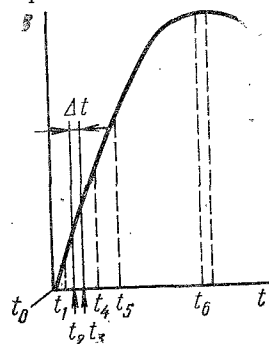


Рис. 3.6. Выбор момента инжектирования в бетатроне

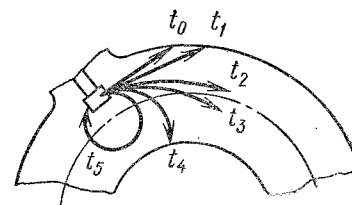


Рис. 3.7. Траектории электронов, инжектированных в различные моменты времени

Траектории частиц, стартовавших в моменты времени $t_0, t_1, \dots, t_5$, показаны на рис. 3.7. Электроны, введенные в камеру при нулевом значении магнитной индукции (при $t=t_0$), будут двигаться по прямой и попадут на стенки камеры. В последующие моменты возрастающее магнитное поле искривляет траекторию электронов. Для частиц, инжектированных в момент времени t_1 , искривление траектории оказывается незначительным и они тоже сталкиваются со стенкой. Благоприятным для впуска оказывается короткий интервал $\Delta t = t_3 - t_2$, в течение которого магнитная индукция имеет величину, необходимую для вывода электронов на орбиту. Этот короткий временной интервал и используется для инжекции. Более поздние моменты времени (t_4, t_5 и т. д.) для инжекции не пригодны, так как магнитное поле в этих случаях слишком сильно изгибает траектории электронов, заворачивая их на стенки и инжектор. Поскольку захват электронов возможен лишь в течение короткого интервала времени в начале каждой рабочей четверти периода, электронный пучок в бетатроне получается прерывистым: короткие импульсы частиц повторяются через каждый период изменения магнитного поля, т. е. с частотой тока, питающего обмотку возбуждения ускорителя.

В конце цикла ускорения, незадолго до истечения рабочей чет-

перти периода, электроны должны быть смещены с орбиты. Для этой цели на время вывода необходимо изменить распределение магнитного поля в междуполосном зазоре, т. е. нарушить бетатронное условие. Это может быть осуществлено двумя способами. Более универсальным является способ, основанный на применении обмоток смещения (о нем упоминалось при описании принципа действия бетатрона). Через обмотки смещения, установленные на полюсах, в необходимый момент времени t_6 пропускается короткий импульс тока. В результате в зависимости от направления тока магнитное поле внутри круга равновесной орбиты будет либо усилено, либо ослаблено. Это приведет соответственно к увеличению или уменьшению радиуса орбиты. При увеличении радиуса электроны сбрасываются на внешнюю мишень (или попадают в дефлектор и выводятся из камеры), при уменьшении — на внутреннюю мишень. В возможности сброса частиц на ту или другую мишень заключается одно из достоинств описываемого способа. Другое достоинство состоит в том, что изменяя момент подачи импульса тока в обмотки смещения, можно регулировать энергию электронов.

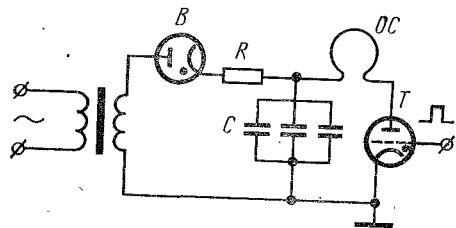


Рис. 3.8. Схема импульсного питания обмоток смещения

Для получения импульса тока в обмотках смещения используют схему, показанную на рис. 3.8. Батарея конденсаторов C заряжается от трансформатора через вентиль B и резистор R . При

подаче на сетку тиратрона T отпирающего импульса напряжения он начинает проводить и батарея конденсаторов разряжается через обмотку смещения OC и тиратрон. В результате через обмотку проходит импульс разрядного тока. В большинстве случаев в качестве коммутирующих приборов в схемах смещения используют импульсные водородные тиратроны, способные пропускать импульсные токи в несколько сот ампер (например, ТГИ1-400/16, ТГИ2-325/16 и др.). Эти приборы имеют малый разброс параметров, надежны и устойчивы в работе.

Второй способ смещения электронов с равновесной орбиты состоит в применении специальных насыщающихся дисков, которые устанавливают у вершины полюсов. Диски изготовляют из материала с относительно небольшой магнитной проницаемостью. К моменту сброса электронов с орбиты в дисках наступает насыщение, нарастание индукции в центре орбитального круга замедляется и радиус орбиты электронов сокращается — частицы попадают на внутреннюю мишень. Этот способ смещения проще первого, однако он не позволяет использовать в камере внешнюю мишень. Кроме того, для регулировки энергии ускоренных электронов необходимо иметь набор насыщающихся дисков и каждый раз производить их замену.

Предельная энергия электронов

Для повышения энергии заряженных частиц в циклических ускорителях необходимо, как указывалось в § 2.2, увеличивать значение $B_0 r_0$. Там же было показано, что практически повысить энергию можно лишь одним путем — увеличением радиуса равновесной орбиты. Это положение целиком относится и к бетатрону. Однако увеличение радиуса орбиты в бетатроне имеет предел. С ростом r_0 сильно возрастают вес и стоимость ускорителя. Расчеты, а также опыт сооружения бетатронов говорят о том, что этот ускоритель уже при энергии 300 МэВ становится очень громоздким и дорогим. Поэтому сооружение более крупных бетатронов нецелесообразно.

Однако, помимо технико-экономических соображений, имеется принципиальная причина, ограничивающая достижимую в бетатроне энергию, а именно электромагнитное излучение электронов при орбитальном движении. Из электродинамики известно, что всякий заряд, движущийся с ускорением, излучает электромагнитные колебания. Движение электронов по круговой орбите происходит с центростремительным ускорением и поэтому сопровождается излучением электромагнитной энергии.

Потеря энергии электроном за один оборот определяется соотношением

$$\Delta W_p \sim W^4/r_0,$$

из которого видно, что с ростом энергии W электрона радиационные потери резко возрастают. Поэтому увеличение энергии частицы выше некоторой величины оказывается невозможным. Теоретические расчеты показывают, что предельную энергию электронов в бетатроне можно оценить величиной примерно 500 МэВ.

Электромагнитное излучение электронов имеет практически сплошной спектр. Длина волны λ , при которой наблюдается наибольшая интенсивность излучения, зависит от энергии электронов и радиуса равновесной орбиты:

$$\lambda \sim r_0/W^3.$$

При определенных энергиях наиболее интенсивно частицы излучают в области видимого света. Это излучение можно увидеть, если смотреть навстречу движущимся электронам по касательной к равновесной орбите.

В заключение приведем параметры одного из крупных бетатронов, ускоряющих электроны до энергий 100 МэВ: вес электромагнита 130 тс, потребляемая мощность 200 кВт, максимальная индукция магнитного поля на орбите 0,4 Т; радиус равновесной орбиты электронов около 0,83 м. Ускорение электронов осуществляется в стеклянной вакуумной камере эллиптического сечения. Ускоритель расположен в специальном помещении, оборудованном защитой от излучения. Пульт управления установлен в соседнем помещении, из которого работу бетатрона можно наблюдать с помощью перископа.

§ 3.2. СИНХРОТРОН

Синхротрон представляет собой циклический резонансный ускоритель электронов, основанный на принципе автофазировки. Ускорение частиц в синхротроне осуществляется высокочастотным электрическим полем постоянной частоты в нарастающем во времени магнитном поле. Так как в процессе повышения энергии частиц индукция магнитного поля на орбите ускорителя также увеличивается, радиус орбиты электронов остается постоянным.

В настоящее время существует несколько разновидностей синхротронов:

- 1) синхротрон со слабой фокусировкой и бетатронным запуском;
- 2) синхротрон со слабой фокусировкой и внешним инжектором;
- 3) синхротрон с сильной фокусировкой и внешним инжектором.

Первые действующие синхротроны имели слабую фокусировку и бетатронный запуск. Современные крупные синхротроны на энергии в несколько гигаэлектронвольт являются сильнофокусирующими. Примером может служить синхротрон на энергию 6 ГэВ, построенный в г. Ереване. Его основные технические характеристики приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1
Технические характеристики синхротрона

Параметры	Значение параметра
Энергия электронов, ГэВ	6
Длина орбиты, м	216,7
Показатель магнитного поля	114,7
Вес электромагнита с обмоткой, тс	425
Сечение вакуумной камеры, см	10×6
Мощность питания ВЧ поля, кВт	385
Частота ускоряющего поля, МГц	132,8
Энергия инжекции, МэВ	50
Частота следования импульсов, Гц	50

Для ознакомления с принципом синхротронного ускорения рассмотрим конструкцию слабофокусирующего синхротрона с бетатронным запуском.

Магнитное поле в синхротроне должно обеспечивать устойчивое движение электронов по орбите постоянного радиуса. Для выполнения этой функции достаточно сосредоточить магнитное поле лишь в узкой кольцевой области вблизи равновесной орбиты, а не во всей области, охваченной орбитой (как это имеет место, например, в бетатроне). Поэтому магнитопровод 1 синхротрона имеет полюсы кольцеобразной формы 2 (рис. 3.9). Такой магнит легче и экономичнее, чем у бетатрона на ту же энергию.

Ускорение электронов происходит в тороидальной вакуумной камере 4, внешний вид которой показан на рис. 3.10, а. Она имеет

два патрубка. В одном из них располагается электронная пушка — инжектор, в другом — мишень. Часть вакуумной камеры составляет ускоряющий элемент синхротрона — четвертьволновый объемный резонатор (рис. 3.10, б). Он представляет собой стеклянную секцию (рис. 3.11), покрытую с обеих сторон металлическим слоем. Свободной от покрытия является лишь поперечная кольцевая полоска на внутренней поверхности секции, представляющая собой ускоряющий зазор резонатора. Для уменьшения нагрева резонатора вихревыми токами металлическое покрытие разделено на ряд продольных полос, соединенных между собой вблизи зазора. Резонатор возбуждается от генератора высокой частоты через коаксиальный кабель.

Процесс ускорения электронов складывается из двух стадий. На первой стадии ускоритель работает как обычный бетатрон. В течение короткого интервала времени в начале цикла нарастания индукции магнитного поля происходит инжекция электронов в вакуумную камеру. Вовлеченные в процесс ускорения частицы разгоняются вихревым электрическим полем до энергии $W \approx 3$ МэВ. Для обеспечения бетатронного условия служит специальный центральный сердечник 3 (см. рис. 3.9). При энергии около 3 МэВ электроны имеют скорость, практически равную скорости света. Поэтому при

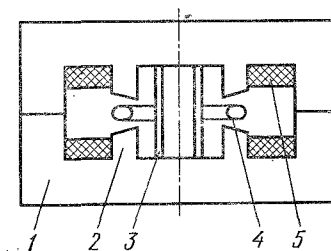


Рис. 3.9. Конструкция синхротрона с бетатронным запуском:

1 — магнитопровод; 2 — полюсы магнита; 3 — центральный сердечник; 4 — вакуумная камера; 5 — обмотка электромагнита

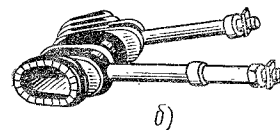
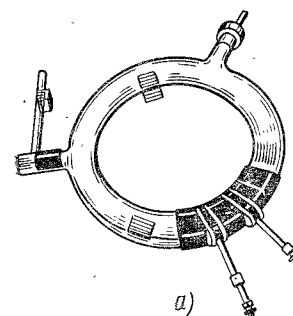


Рис. 3.10. Внешний вид вакуумной камеры (а) и ускоряющего элемента (б)

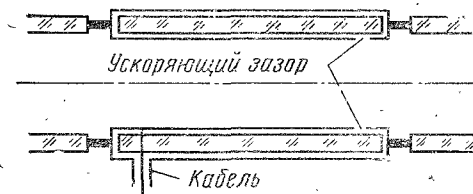


Рис. 3.11. Конструкция ускоряющего элемента синхротрона

дальнейшем увеличении энергии их скорость, а следовательно, и частота обращения по орбите, не меняются. К этому времени центральный сердечник насыщается и до начала нового цикла ускорения не оказывает влияния на движение частиц. Незадолго до мо-

мспта насыщения сердечника включается генератор высокочастотных колебаний. На второй стадии электроны ускоряются высокочастотным электрическим полем, возбужденным в зазоре объемного резонатора. Для осуществления синхронного ускорения частоту электрического поля выбирают равной частоте обращения электронов. На этой стадии происходит группирование электронов в сгустки. Фокусировка частиц достигается благодаря спаду индукции в зазоре электромагнита по радиусу с показателем спада $n \approx 2/3$.

Для нормальной работы синхротрона необходим вакуум порядка 10^{-6} мм рт. ст. При больших давлениях наблюдаются значительные потери электронов из-за рассеяния на частицах остаточного газа. Однако даже при достаточно высоком вакууме некоторая доля ускоряемых в синхротроне электронов неизбежно попадает на стенки вакуумной камеры. Во избежание скопления зарядов на стенках внутреннюю поверхность камеры покрывают проводящим слоем.

В конце цикла ускорения электроны сбрасываются на мишень (иногда направляются в выводное устройство). Для смещения электронов с орбиты используют простой способ — отключение высокочастотного источника питания резонатора. Обычно мишень устанавливают у внутренней стенки вакуумной камеры (внутренняя мишень). В этом случае напряжение с резонатора необходимо снять до момента достижения магнитной индукцией максимума. Так как величина индукции продолжает возрастать, радиус орбиты электронов будет сокращаться и они столкнутся с внутренней мишенью. Энергию частиц, направляемых на мишень, можно регулировать, выбирая разные моменты отключения источника питания резонатора. При использовании внешней мишени отключение источника питания производится после прохождения магнитной индукции через максимум.

Дальнейшее развитие техники синхротрона привело к отказу от применения аксиально-симметричного магнитного поля и переходу к разрезным кольцевым магнитам с прямолинейными промежутками. Эти магниты могут быть выполнены в двух вариантах — со слабой и сильной фокусировками. Конструкция разрезного магнита синхротрона с прямолинейными промежутками показана на рис. 3.12. Электромагнит ускорителя состоит из четырех квадрантов. В двух прямолинейных секциях вакуумной камеры, расположенных между квадрантами магнита, установлены ускоряющие устройства — объемные резонаторы. Две другие секции служат для сочленения с вакуумной камерой внешнего инжектора электронов и выводного устройства. В камере может быть установлена также мишень. Траектория электронов в таком ускорителе не является окружностью, она состоит из дуг окружности (внутри квадрантов), соединенных между собой прямолинейными промежутками (между квадрантами, где магнитного поля нет).

Использование двух резонаторов, ускоряющее поле которых синхронизовано с движением частиц, позволяет увеличить энергию, приобретаемую за оборот. Число прямолинейных промежутков и ускоряющих элементов может быть значительно больше, чем в при-

веденном примере. Так в синхротроне на энергию 6 ГэВ (Кембридж, США) имеется 16 объемных резонаторов, «суммарное» напряжение которых составляет $6,2 \cdot 10^6$ В.

В современных синхротронах обычно применяют медные объемные резонаторы коаксиального типа (рис. 3.13). Собственную частоту ω_0 резонатора выбирают обычно кратной частоте ω обращения электрона:

$$\omega_0 = g\omega,$$

где g — целое число, называемое кратностью.

В крупных синхротронах кратность составляет несколько десятков или сотен (например, в ереванском синхротроне $g=96$). Это

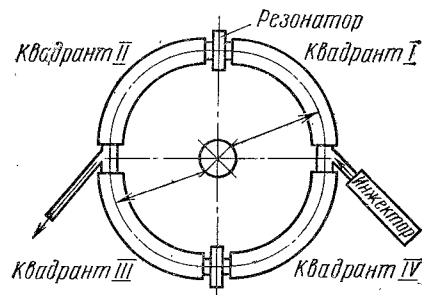


Рис. 3.12. Конструкция разрезного магнита синхротрона с прямолинейными промежутками

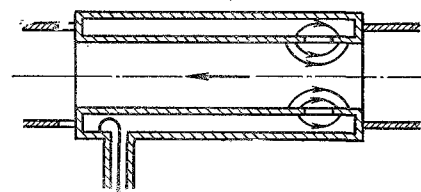


Рис. 3.13. Конструкция объемного резонатора

означает, что время одного оборота электронов по орбите равно 96 периодам высокочастотного поля.

Ускорение на кратной частоте требует использования резонаторов с очень высокой собственной частотой. Как известно, собственная частота объемного резонатора обратно пропорциональна его линейным размерам. Поэтому применение большой кратности позволяет уменьшить размеры резонатора и упростить технологию его изготовления, сократить размеры и стоимость ускорителя, а также увеличить число электронов, захваченных в режим синхронного ускорения — оно пропорционально $1/g$. Однако сильное увеличение параметра g приводит к сокращению резонатора до таких размеров, при которых становятся соизмеримыми длина волны и диаметр пролетного отверстия резонатора. В результате возрастают потери высокочастотной мощности резонатора за счет излучения через это отверстие.

В качестве инжектора частиц в крупные синхротроны используют ускорители электронов различного типа: микротрон, линейный ускоритель, небольшие синхротроны. Инжекторами могут служить также электростатические ускорители, дающие достаточно большие токи в импульсном режиме, импульсный ускоритель и другие устройства.

Ускоряемые электроны при орбитальном движении теряют часть

приобретенной энергии в виде электромагнитного излучения. Это явление, подробно рассмотренное при описании бетатрона, по существу ограничивает энергию, которую могут получить электроны в синхротроне. При энергии $W=10$ ГэВ радиационные потери становятся столь большими, что их технически трудно скомпенсировать путем увеличения числа резонаторов и ускоряющей разности потенциалов на них. Например, в упомянутом выше кембриджском синхротроне радиационные потери за оборот составляют 4,4 МэВ при $W=6$ ГэВ. Высокочастотная мощность, необходимая для питания резонаторов этого ускорителя (около 800 кВт), превышает мощность, потребляемую электромагнитом (580 кВт). При дальнейшем увеличении энергии трудности создания высокочастотной системы становятся слишком большими.

Пучок ускоренных в синхротроне частиц является прерывистым. Число электронов в импульсе составляет примерно 10^{10} , а среднее значение тока равно 10^{-8} — 10^{-7} А.

В настоящее время в СССР действует ряд электронных синхротронов на различные энергии, среди них несколько крупных. К числу больших машин наряду с ереванским ускорителем принадлежит синхротрон «Сириус» на энергию 1,5 ГэВ Томского политехнического института, пущенный в 1965 г. Он является слабофокусирующим ускорителем и имеет разрезной четырехквadrантный электромагнит с показателем спада магнитного поля $n=0,58$. Для изготовления магнита использованы листы электротехнической стали толщиной 0,5 мм. Обмотка выполнена из медной трубки (внутренний диаметр 12, наружный — 22 мм), через которую для охлаждения пропускается дистиллированная вода.

Ускорение электронов происходит в вакуумной камере длиной около 33 м. Криволинейные участки камеры склеены из отдельных фарфоровых секторов; прямолинейные участки изготовлены из медной трубки. Откачка камеры осуществляется четырьмя насосами производительностью 4000 л/с и двумя насосами производительностью 500 л/с. Ускоряющими элементами синхротрона являются два тороидальных резонатора, возбуждаемых высокочастотным генератором мощностью 160 кВт. Амплитуда напряжения на каждом из резонаторов составляет 120 кВ. Инжектором электронов служит микротрон на энергию 5,5 МэВ.

Площадь помещений, занятых ускорителем «Сириус», составляет около 750 м². Зал, в котором расположен синхротрон, заглублен в землю и окружен снаружи земляной насыпью. Это позволило обеспечить надежную защиту от излучений, источником которых является ускоритель, без чрезмерного увеличения толщины защитных стен.

§ 3.3. СИНХРОФАЗОТРОН

Синхрофазотрон представляет собой по существу синхротрон для ускорения протонов. Это ускоритель кольцевого типа, работающий на принципе автофазировки и имеющий практически постоянную орбиту.

Ускорение протонов в синхрофазотроне осуществляется высокочастотным электрическим полем в нарастающем во времени магнитном поле. В отличие от синхротрона частота электрического поля в синхрофазотроне не постоянна: она увеличивается по мере ускорения частиц. Эта разница в принципе работы ускорителей обусловлена различием в массах ускоряемых частиц. В синхротроне ускоряются легкие частицы — электроны. Частота их обращения по орбите в течение почти всего времени ускорения постоянна, поэтому частота электрического поля в синхротроне также неизменна. Протоны являются тяжелыми частицами. Частота их обращения по мере ускорения непрерывно возрастает и синхронно с ней должна увеличиваться частота ускоряющего напряжения. В синхрофазотронах на очень большие энергии протоны к концу периода уско-

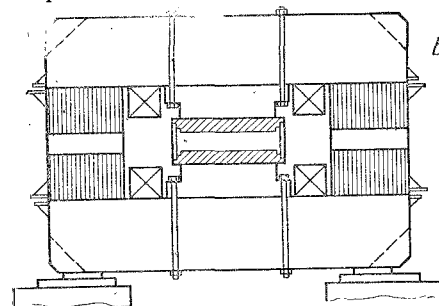


Рис. 3.14. Сечение магнита синхрофазотрона со слабой фокусировкой

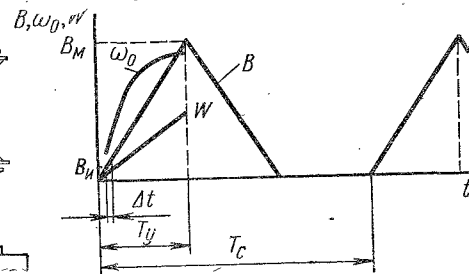


Рис. 3.15. Изменение во времени магнитной индукции B , частоты ω_0 ускоряющего напряжения и энергии W частиц в синхрофазотроне

рения движутся с практически постоянной скоростью $v \approx c$ и, следовательно, имеют постоянную частоту обращения. Такой синхрофазотрон на конечной стадии ускорительного цикла работает как синхротрон, поэтому его называют иногда **протонным синхротроном**.

Важно подчеркнуть еще одно принципиальное различие между синхрофазотроном и синхротроном. В протонном кольцевом ускорителе радиационные потери энергии невелики и не оказывают влияния на его работу. Например, в синхрофазотроне на энергию $W=10$ ГэВ при радиусе орбиты $r_0=30$ м потери составляют за оборот всего около 0,005 эВ, в то время как в синхротроне с аналогичными параметрами они равны 29,5 МэВ!

Орбитальная устойчивость частиц в синхрофазотронах обеспечивается методами слабой или сильной фокусировки. При этом применяют разрезные кольцевые магниты с прямолинейными промежутками, подобные магнитам синхротрона (см. рис. 3.12). Число прямолинейных промежутков может быть различным. На рис. 3.14 показано сечение магнита синхрофазотрона со слабой фокусировкой Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ) в Дубне.

В сильнофокусирующих машинах используют несколько вариантов расположения блоков магнита, например ФОФДОД, ФОДО и др. Здесь приняты обозначения: Ф — блок, фокусирующий частицы в радиальном направлении, Д — соответственно дефокусирующий блок и О — прямолинейный промежуток.

Процесс ускорения иллюстрирует рис. 3.15, на котором показано изменение во времени магнитной индукции B , частоты ω_0 ускоряющего напряжения и энергии W частиц в синхрофазотроне.

В течение короткого интервала времени Δt в начале цикла нарастания магнитной индукции производят инжекцию частиц в вакуумную камеру из вспомогательного ускорителя. Магнитное поле во время инжекции имеет небольшую величину $B = B_{\text{и}}$. Внутри камеры частицы разгоняются высокочастотным электрическим полем ускоряющих элементов. Частота этого поля постепенно увеличивается. Процесс ускорения заканчивается, когда величина магнитной индукции приблизится к максимуму. В этот момент частицы направляют в выводное устройство или на мишень, установленную внутри камеры. Циклы ускорения повторяются с периодом T_c .

В качестве инжектора в современных крупных синхрофазотронах хорошо зарекомендовал себя линейный ускоритель, дающий компактные сгустки частиц с малым разбросом скоростей. Вышедшие из инжектора частицы отклоняются специальным вводным устройством к равновесной орбите ускорителя. Энергию инжекции выбирают возможно большей, обычно $W_{\text{и}} = 50 \div 100$ МэВ. При увеличении энергии инжекции уменьшается рассеяние частиц в остаточном газе, сужается требуемый диапазон изменения частоты ускоряющего напряжения, т. е. упрощается высокочастотная система ускорителя. Чем выше энергия $W_{\text{и}}$, тем больше величина магнитной индукции $B_{\text{и}}$, при которой можно производить инжекцию, а следовательно, меньше влияние на частицы остаточной намагниченности полюсов. Однако при очень больших значениях энергии становится сложной конструкция вводного устройства и самого инжектора.

В синхрофазотронах применяют ускоряющие устройства двух типов: объемные резонаторы и дрейфовые трубки.

Резонаторы используют в тех случаях, когда перестройку частоты ускоряющего напряжения необходимо производить в сравнительно небольших пределах. Одна из возможных конструкций объемного резонатора для синхрофазотрона показана на рис. 3.16. Возбуждение высокочастотного электрического поля в ускоряющем зазоре резонатора осуществляется с помощью коаксиальных кабелей 5 и 6. Для регулировки частоты служат установленные в полости резонатора ферритовые кольца 3. Эти кольца, играющие роль дополнительной индуктивности, намагничиваются постоянным током. Частота резонатора, как известно, зависит от его емкости C и индуктивности L :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}$$

Регулировку частоты производят путем изменения величины намагничивающего тока: при изменении тока меняется магнитная проницаемость феррита, а следовательно, индуктивность и собственная частота f_0 резонатора.

Достаточно простым по конструкции является ускоряющее устройство в виде дрейфовой трубки. Сечение трубки показано на рис. 3.17. Она состоит из трех цилиндров круглого или эллиптического сечения — длинного (среднего) и двух коротких. При подаче на трубку высокочастотного напряжения в зазорах между цилиндрами образуется переменное электрическое поле. В один и тот же мо-

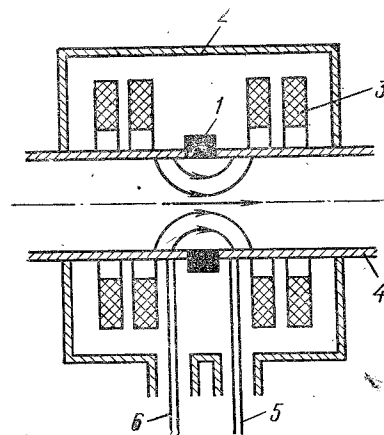


Рис. 3.16. Конструкция объемного резонатора синхрофазотрона:

1 — изолятор; 2 — корпус резонатора; 3 — ферритовые кольца; 4 — вакуумная камера; 5, 6 — коаксиальные кабели

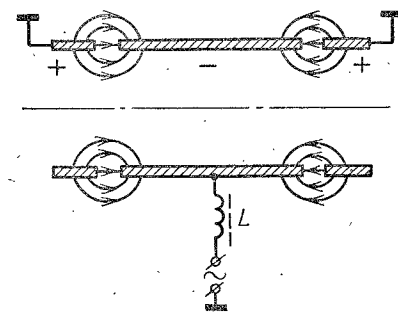


Рис. 3.17. Сечение дрейфовой трубки

мент времени поля в зазорах направлены встречно. Предположим, что движение частиц происходит слева направо. При указанной на рисунке полярности электродов частица, вступившая в левый зазор, будет ускорена и попадет в средний цилиндр. За время ее движения через средний цилиндр полярность электродов изменится на противоположную, поэтому в правом зазоре частица также будет ускоряться.

Дрейфовая трубка входит в резонансный контур выходного (усилительного) каскада высокочастотного генератора. Регулировка частоты ускоряющего напряжения на зазорах дрейфовой трубки осуществляется путем изменения величины индуктивности, включенной в резонансный контур. Индуктивность представляет собой катушку с ферритовым сердечником, подмагничиваемым постоянным током, и регулировка частоты осуществляется путем изменения величины подмагничивающего тока.

В синхрофазотронах, так же как в синхротронах, используется режим ускорения на кратной частоте. В машинах на энергии $W < (7 \div 8)$ ГэВ кратность $g = 1 \div 7$. В крупных ускорителях ($W = 30 \div 70$ ГэВ) применяется более высокая кратность: $g = 10 \div 30$. Приращение энергии ΔW , которую получают протоны за один оборот, может быть определено по приближенной формуле

$$\Delta W = q r_0 l_0 \frac{dB}{dt},$$

где l_0 — длина орбиты.

Величина приращения энергии в синхрофазотронах является относительно небольшой. Для разных ускорителей она составляет от 1 до 350 кэВ. Малое значение ΔW обусловлено тем, что скорость нарастания магнитной индукции dB/dt ускорителя ограничена.

Сложные инженерные задачи приходится решать при проектировании вакуумных камер кольцевых ускорителей. Стенки камеры должны быть тонкими, чтобы возможно большая часть междуполосного зазора магнита была свободна для движения частиц. Одновременно стенки должны быть механически прочными, иначе они деформируются под действием атмосферного давления. Как правило, в каждом конкретном случае проблема создания вакуумной камеры решается по-разному. Варианты решения зависят от конструкции, параметров, а иногда и от назначения ускорителя.

В ряде слабофокусирующих машин камера выполнена из керамических секций, соединенных между собой с помощью уплотнений. На внутреннюю поверхность стенок нанесен проводящий слой, препятствующий образованию поверхностных зарядов. Однако в крупных ускорителях на большие энергии применение таких камер оказалось невозможным, так как для обеспечения механической прочности больших камер потребовалось значительное утолщение стенок. В этих машинах вакуумные камеры изготавливают из нержавеющей стали.

Оригинальную конструкцию имеет вакуумная камера синхрофазотрона на энергию 10 ГэВ Объединенного института ядерных исследований в г. Дубне. Она состоит из двух камер. Внутренняя камера с высоким (порядка $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.) вакуумом окружена наружной камерой с низким вакуумом, давление в которой поддерживается на уровне 1 мм рт. ст. Так как механическая нагрузка на внутреннюю камеру при этом невелика, ее стенки удалось сделать из очень тонкой нержавеющей стали. Полюсы магнита расположены внутри низковакуумной камеры и составляют часть ее оболочки. Высоковакуумная камера находится под непрерывной откачкой. Для этой цели используют 56 диффузионных паромасляных насосов, имеющих скорость откачки $5 \cdot 10^3$ л/с.

В сильнофокусирующих синхрофазотронах ускорительную камеру также изготавливают из металла, например, из немагнитных сплавов на основе алюминия. Благодаря достаточно высокому электрическому сопротивлению этих сплавов вихревые токи в стенках камеры оказываются не очень большими.

Параметры синхрофазотронов

Таблица 3.2

Параметры	Слабофокусирующий	Сильнофокусирующие	
	г. Дубна (СССР)	г. Москва (СССР)	г. Серпухов (СССР)
Максимальная энергия, ГэВ	10	7,3	70
Вес магнита, тс	36 000	2500	20 000
Число основных магнитов	4	98	120
Показатель магнитного поля n	0,65	460	—
Радиус кривизны орбиты, м	28	31	194,2
Средний радиус орбиты, м	—	40	236
Энергия инжекции, МэВ	9	3,8	100
Кратность	1	7	30
Сечение вакуумной камеры, см	150×36	11×8	$19,5 \times 11,5$
Ускоряющее напряжение, кВ	—	10	380
Число ускоренных частиц в импульсе	$0,6 \cdot 10^{11}$	$0,2 \cdot 10^{11}$	10^{12}
Число импульсов в 1 мин	5	12	8

В табл. 3.2 приведены основные технические характеристики трех отечественных синхрофазотронов. Рассмотрим устройство двух из этих синхрофазотронов — слабофокусирующего на энергию 10 ГэВ Объединенного института ядерных исследований в г. Дубне и сильнофокусирующего на энергию 70 ГэВ Института физики высоких энергий в г. Серпухове. Эти ускорители вступили в строй с интервалом в 10 лет и в свое время были крупнейшими в мире.

Пуск дубненского синхрофазотрона состоялся в 1957 г. Электромагнит ускорителя выполнен в виде четырех квадрантов, разделенных восьмиметровыми прямолинейными промежутками. На его изготовление израсходовано около 36000 тс электротехнической стали с малым содержанием кремния и 460 тс меди. Электромагнит установлен на мощном кольцевом бетонном фундаменте сечением $9,2 \times 3,5$ м. Максимальное значение тока в обмотке 12 800 А. Обмотка возбуждения электромагнита охлаждается проточной водой. Для питания магнита служит специальная энергетическая система, характеризующаяся высокой надежностью и экономичностью.

Ускорение протонов осуществляется с помощью двух дрейфовых трубок, установленных в противоположных прямолинейных промежутках. Энергия, приобретаемая частицами за один оборот, составляет 2,5 кэВ. Цикл ускорения длится 3,3 с. За это время частота ускоряющего напряжения изменяется от 0,182 до 1,45 МГц. К концу цикла протоны, совершив около четырех миллионов оборотов, получают энергию 10 ГэВ. Длина орбиты около 200 м. Инжектором синхрофазотрона является линейный ускоритель на энергию 9 МэВ.

Сооружение серпуховского сильнофокусирующего синхрофазотрона было начато в 1961 г., а уже в 1967 г. ускоритель был введен в эксплуатацию. В процессе пуска этой машины были получены

лучки протонов с энергией 76 ГэВ вместо проектного значения 101 ГэВ.

Кольцевой электромагнит ускорителя состоит из 120 блоков, разделенных прямолинейными промежутками. Длина каждого блока около 11 м. Для изготовления электромагнита использованы листы кремнистой электротехнической стали толщиной 2 мм. Штампованные С-образные листы собраны в пакеты, из которых составлен каждый блок. Обмотка возбуждения, выполненная из алюминия, является общей для всех пакетов одного блока.

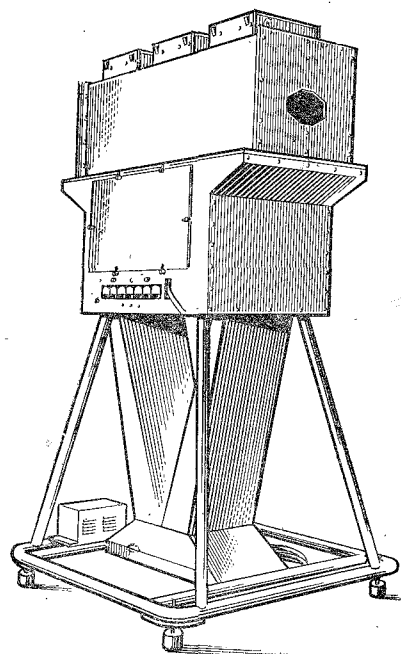


Рис. 3.18. Внешний вид ускорительной станции серпуховского синхрофазотрона

Вакуумная камера ускорителя собрана из труб (нержавеющая сталь) овального сечения, стенки которых для повышения жесткости гофрированы. Трубы соединены между собой при помощи фланцев с уплотняющими прокладками. Давление остаточных газов в камере при работе ускорителя поддерживается на уровне 10^{-6} мм рт. ст.

Серпуховский синхрофазотрон имеет двухступенчатую систему инжекции. Первоначально протоны разгоняются до энергии 760 кэВ в импульсном ускорителе (так называемом форинжекторе), а затем поступают в инжектор — линейный высокочастотный ускоритель на энергию 100 МэВ. Перелом частиц из инжектора в камеру кольцевого ускорителя осуществляется через специальный ионопровод.

Приращение энергии протонов за один оборот в кольцевом ускорителе составляет 190 кэВ и обеспечивается 54 ускорительными станциями, расположенными в промежутках между блоками электромагнита. Внешний вид ускорительной станции показан на рис. 3.18. Ускоряющими элементами являются резонаторы. Частота ускоряющего напряжения в течение цикла ускорения изменяется от 2,6 до 6,1 МГц. Число ускоренных частиц в импульсе составляет 10^{12} .

Ускоритель размещен в гигантском кольцевом зале длиной 1,5 км, который находится в земле. Физическая аппаратура и разнообразное оборудование установлены в специальных помещениях. К ним относятся: экспериментальный зал площадью 14 000 м²; лабораторные корпуса, галерея длиной 340 и шириной 36 м, энергетический корпус и др.

В последние годы ведутся интенсивные работы по созданию крупных ускорителей со сверхпроводящими магнитами. Как известно, явление сверхпроводимости состоит в полной потере проводником омического сопротивления при глубоком охлаждении до температуры, меньшей некоторой критической величины. Значения критической температуры различных сверхпроводников соответствуют температурам жидкого гелия. Использование явления сверхпроводимости позволит, как показывают опыты, увеличить индукцию магнитного поля ускорителя в 2,5—5 раз по сравнению с величиной, которую обеспечивают обычные электромагниты. В одном из последних проектов рассматривается ускоритель со сверхпроводящими магнитами на энергию 200 ГэВ. Его основные параметры: максимальная индукция магнитного поля 4 Т, длина орбиты 2000 м. Напомним, что длина орбиты в синхрофазотроне на энергию 200 ГэВ с обычными электромагнитами (см. § 2.2) составляет около 6000 м. При разработке сверхпроводящих магнитов приходится решать ряд очень сложных физико-технических задач. Их успешное решение позволит в несколько раз удешевить стоимость ускорителя.

Предельная энергия частиц в синхрофазотроне лимитируется стоимостью ускорителя. Однако существуют проекты синхрофазотронов на энергии 500 и 1000 ГэВ. Гигантские синхрофазотроны проектируют в виде трехкаскадных устройств: из инжектора (линейный ускоритель на энергию 100 МэВ) частицы будут направлены в промежуточный сильнофокусирующий синхрофазотрон на энергию 5—10 ГэВ, из которого поступят в основной ускоритель — сильнофокусирующий синхрофазотрон.

ЧАСТЬ ВТОРАЯ РЕНТГЕНОВСКИЕ ПРИБОРЫ

ГЛАВА 4

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В РЕНТГЕНОВСКИХ ПРИБОРАХ ЭЛЕМЕНТЫ КОНСТРУКЦИИ

§ 4.1. ПРИМЕНЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ПРИБОРОВ И ИХ КЛАССИФИКАЦИЯ

В 1895 г. немецкий физик Вильгельм Конрад Рентген (1845—1923), изучая прохождение тока через разреженный газ, открыл проникающее излучение, названное впоследствии его именем. Открытие Рентгена, явившееся одним из наиболее значительных событий в науке конца XIX в., сыграло огромную роль в становлении современных представлений о строении атома и вещества, оно способствовало зарождению и развитию многих областей науки, техники и медицины.

Важнейшим свойством рентгеновского излучения является его способность проходить через любые вещества, в том числе и непрозрачные для видимого света. При этом излучение частично ослабляется веществом. Если просвечивать рентгеновскими лучами какой-либо неоднородный по строению объект, то степень ослабления излучения различными участками объекта будет неодинаковой. Следовательно, изучая картину просвечивания, можно получить информацию о макроскопическом строении данного образца. Так как излучение вызывает почернение фотопленки и видимую глазом флюоресценцию некоторых веществ (например, сернистый цинк и платиносинеродистый барий), то теньевую картину просвечивания можно зафиксировать на пленке или непосредственно наблюдать на флюоресцирующем экране.

Рентгеновские лучи представляют собой коротковолновое электромагнитное излучение, длины волн которого занимают на шкале электромагнитных колебаний широкий участок, примерно $10^{-2} - 10^{-8}$ м. Для их генерирования наряду с ускорителями электронов применяются специальные электровакуумные приборы, называемые рентгеновскими. Возбуждение излучения в этих приборах осуществляется путем бомбардировки твердой мишени потоком электронов, прошедших большую разность потенциалов.

Рентгеновские приборы находят широкое применение во многих сферах научной и производственной деятельности человека. Также как и ускорители заряженных частиц, их используют для дефектации промышленных изделий, облучения полимеров и корнеплодов, стерилизации пищевых продуктов и медикаментов, лучевой терапии. Другими важными областями применения рентгеновских приборов являются медицинская диагностика, рентгеновский (структурный и спектральный) анализ, теньевая микроскопия.

Рентгенодиагностика заключается в изучении теньевой картины просвечивания внутренних органов человека с целью определения их заболеваний. Это один из наиболее эффективных способов выявления заболеваний легких, желудка, сердца и других органов, а также обнаружения трещин и переломов костей.

Для исследования атомного строения кристаллических тел — металлов, сплавов, полупроводников — широко используют рентгеноструктурный анализ. Он основан на изучении дифракционной картины, возникающей при прохождении рентгеновского излучения через кристаллы. Современные методы анализа позволяют определять различные характеристики структуры веществ: форму и размеры элементарной кристаллической ячейки, размеры и ориентацию кристаллитов, деформации решетки и т. д. Сведения, полученные в результате рентгеноструктурного анализа, используют для выбора оптимальных процессов получения и обработки материалов. Рентгеновские лаборатории структурного анализа имеются на всех машиностроительных, металлургических, горнодобывающих заводах и комбинатах.

Рентгеновские приборы применяют также для качественного и количественного спектрального анализа. Рентгеноспектральный анализ основан на том, что каждый химический элемент обладает индивидуальным линейчатым рентгеновским спектром, который называется характеристическим. Поэтому химический состав исследуемой пробы можно определить путем изучения ее характеристического спектра.

Рентгеноспектральный анализ является необходимым дополнением к оптическому и химическому методам изучения состава веществ. В отличие от химического анализа он позволяет надежно и быстро разделить элементы, близкие по своим химическим свойствам. При этом количество вещества, необходимого для проведения опыта, невелико. Рентгеноспектральный анализ (что очень ценно!) может быть выполнен без уничтожения исследуемого препарата.

В последние годы разработаны рентгеновские приборы, позволяющие осуществлять элементный анализ в микрообъемах. Они носят название рентгеновских микроанализаторов.

Для изучения микроскопического строения объектов, непрозрачных для видимого света и электронов, с успехом используют методы рентгеновской микроскопии. Они позволяют определять микродефекты, элементный и фазовый составы металлических срезов, изучать процессы диффузии и коррозии, а также строение биологических и ботанических образцов. Один из наиболее совершенных ме-

тодов микроскопии заключается в получении увеличенной теневой проекции тонкослойного объекта в расходящемся пучке излучения от точечного источника. Такие проекции могут быть получены с помощью теневых рентгеновских микроскопов.

Значение рентгеновских приборов в различных областях науки и техники непрерывно возрастает. Одновременно повышаются требования, предъявляемые к приборам и аппаратуре, в которой они работают. Созданы новые конструкции приборов с улучшенными параметрами и повышенной надежностью.

В настоящее время существует большое число рентгеновских приборов различного типа. Условно их можно разделить на две основные группы: 1) рентгеновские трубки; 2) специализированные приборы.

Трубки — наиболее обширный класс рентгеновских приборов. Первые образцы электронных рентгеновских трубок были созданы в 1912—1913 гг. В последующие десятилетия трубки существенно усовершенствовались, в их конструировании и технологии накоплен богатый практический опыт. Трубки являются объектом крупносерийного промышленного производства.

Промышленностью выпускаются рентгеновские трубки следующих типов: 1) для просвечивания материалов; 2) для структурного анализа; 3) для спектрального анализа; 4) диагностические; 5) терапевтические.

Группу специализированных составляют приборы, существенно отличающиеся от «обычных» рентгеновских трубок конструктивным исполнением и назначением. К ним относятся разработанные сравнительно недавно микроанализаторы с электронным зондом, растровые электронные микроскопы — микроанализаторы и некоторые другие генераторы рентгеновского излучения. Названные приборы, в частности, отличаются от рентгеновских трубок наличием сложной электронно-оптической системы формирования тонкого электронного луча (зонда). Кроме того, мишенью в них служит непосредственно исследуемый объект.

Основными элементами любого рентгеновского прибора являются источник электронов (катод), вакуумная оболочка и устройство, воспринимающее электронную бомбардировку (мишень или анод).

Наряду с рентгеновскими приборами в промышленности и медицине в качестве источника проникающего фотонного излучения находят применение радиоактивные изотопы. Гамма-лучи радиоактивных веществ используют в дефектоскопии, спектральном анализе, терапии.

Аппараты с радиоактивными изотопами просты по конструкции, имеют небольшие габариты, вес и стоимость. Они незаменимы при выполнении работ в полевых условиях (например, просвечивание мостовых ферм), так как не требуют для питания электроэнергии. В зависимости от назначения аппараты снабжают различными радиоактивными препаратами. Для дефектоскопии массивных изделий из металла необходимо гамма-излучение, фотоны которого имеют большую энергию. Здесь используют изотопы кобальта Co^{60}

(энергия фотонов 1,17 и 1,33 МэВ; период полураспада 5,3 года) и цезия Cs^{137} (0,66 МэВ; 33 года). При просвечивании небольших объектов из легкоатомных материалов применяют изотопы европия Eu^{155} (энергия фотонов 0,085—0,11 МэВ; период полураспада 1,7 года) и тулия Tl^{170} (0,084 МэВ; 127 дней). Для проведения радиоизотопного спектрального анализа необходимы источники мягкого гамма-излучения с энергией фотонов от нескольких единиц до нескольких десятков килоэлектронвольт. Обычно применяют изотопы железа Fe^{55} , кадмия Cd^{109} и др. В лучевой терапии чаще всего используют радиоактивный кобальт Co^{60} .

Круг задач, решаемых с помощью радиоизотопных источников, ограничен. Аппараты с радиоактивными препаратами не могут полностью заменить более универсальные и удобные в эксплуатации рентгеновские установки даже в указанных случаях. Во многих других областях — структурном анализе, теневой микроскопии, диагностике — применяют только рентгеновские приборы.

§ 4.2. ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При бомбардировке поверхности мишени электронами достаточно большой энергии одновременно возникает рентгеновское излучение двух видов — тормозное и характеристическое. Механизмы возникновения тормозного и характеристического излучений различны, поэтому каждый из этих видов можно рассматривать отдельно, независимо друг от друга.

Тормозное излучение

Падающие на мишень электроны испытывают внутри нее торможение в поле атомных ядер. Торможение представляет собой процесс движения с отрицательным ускорением. Из электродинамики известно, что ускоренно движущиеся заряды излучают в окружающее пространство электромагнитные волны. Следовательно, электроны, бомбардирующие мишень, также должны терять часть энергии в виде электромагнитного излучения. Оно и представляет собой тормозные рентгеновские лучи.

Тормозное излучение имеет непрерывный спектр, ограниченный со стороны коротких волн. Другими словами, излучение состоит из множества колебаний, длины волн которых начинаются с $\lambda_{\text{мин}}$ и непрерывно простираются до $\lambda = \infty$. Существование коротковолновой границы объясняется следующим образом. При торможении кинетическая энергия $W = eU$ электрона, прошедшего разность потенциалов U , может полностью перейти в энергию одного фотона. В этом случае фотон имеет максимально возможную энергию

$$eU = h\nu_{\text{макс}}$$

или

$$h \frac{c}{\lambda_{\text{мин}}} = eU.$$

Таким образом, граничная длина волны $\lambda_{\min}$ зависит только от величины ускоряющего напряжения U и определяется формулой

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU}.$$

Подставляя в эту формулу значения постоянной Планка $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, скорости света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с и заряда электрона $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, получим

$$\lambda_{\min} = \frac{12,4}{U} \cdot 10^{-7} [\text{м}],$$

где напряжение U выражено в вольтах.

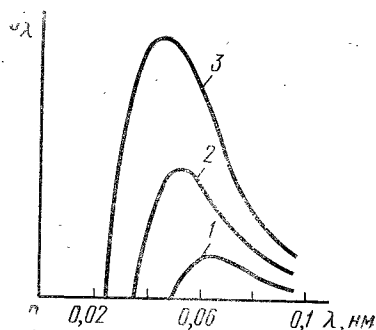


Рис. 4.1. Распределение плотности интенсивности в спектре тормозного излучения при различных значениях ускоряющего напряжения: 1 — 25 кВ; 2 — 35 кВ; 3 — 50 кВ

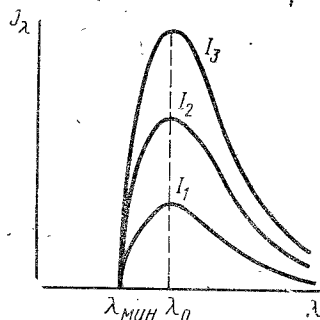


Рис. 4.2. Спектры тормозного излучения при различных значениях тока

При практическом использовании рентгеновского излучения важно знать распределение энергии по спектру. Оно характеризуется величиной плотности интенсивности J_λ , которая представляет собой отношение интенсивности лучей dJ , заключенных в узком интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, к этому интервалу:

$$J_\lambda = dJ/d\lambda.$$

Распределение плотности интенсивности в спектре тормозного излучения при различных значениях ускоряющего напряжения показано на рис. 4.1. Спектральные кривые имеют максимум, который наблюдается при длине волны

$$\lambda_0 = \frac{3}{2} \lambda_{\min}.$$

При повышении напряжения интенсивность излучения каждой длины волны в спектре возрастает. Одновременно изменяется и спектральный состав излучения — спектр смещается в сторону коротких длин волн. Происходит, как принято говорить, увеличение жесткости излучения.

Плотность интенсивности J_λ тормозного излучения зависит от тока I электронов (рис. 4.2) и атомного номера Z материала мишени (рис. 4.3). Увеличение тока (при неизменных U и Z), так же как и увеличение атомного номера (при постоянных U и I), приводит к пропорциональному росту интенсивностей составляющих спектра всеми длинами волн. Однако при этом спектральный состав излучения не изменяется: для каждого семейства кривых $J_\lambda = f(\lambda)$ граничная длина волны $\lambda_{\min}$ и длина волны λ_0 , соответствующая максимуму интенсивности, остаются одними и теми же.

Интенсивность тормозного излучения представляет собой совокупность интенсивностей составляющих спектра:

$$J = \int_{\lambda_{\min}}^{\infty} J_\lambda d\lambda.$$

Численно она равна площади, ограниченной кривой $J_\lambda = f(\lambda)$ и осью абсцисс. Экспериментально установлено, что интенсивность тормозного излучения прямо пропорциональна току, атомному номеру материала мишени и квадрату ускоряющего напряжения:

$$J \sim IZU^2.$$

Интенсивность уменьшается по мере удаления от источника излучения. Для точечного источника в отсутствие ослабления излучения средней интенсивность убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от источника.

К. п. д. η возбуждения тормозного излучения представляет собой отношение полного потока энергии излучения P к мощности P_0 , подводимой к мишени:

$$\eta = P/P_0.$$

Поток энергии излучения определяется выражением

$$P = \oint_S J dS = k_0 I Z U^2,$$

где S — поверхность, через которую проходит поток, k_0 — коэффициент пропорциональности.

Так как подводимая мощность $P_0 = UI$, то для к. п. д. получаем формулу

$$\eta = k_0 ZU,$$

из которой следует, что выход тормозного излучения растет с увеличением атомного номера материала мишени и ускоряющего напряжения. По экспериментальным данным при напряжениях до 200 кВ коэффициент $k_0 = (0,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-9}$. При дальнейшем повышении напряжения величина k_0 уменьшается.

Численные значения к. п. д. для ряда ускоряющих напряжений приведены в табл. 4.1 (материал мишени — вольфрам).

Из таблицы видно, что к. п. д. возбуждения тормозного излучения при напряжениях до 1 МВ имеет значения, не превышающие

нескольких процентов или даже долей процента. Практически вся мощность, подводимая к мишени бомбардирующими электронами в этом случае преобразуется в тепло и идет на нагрев мишени. В электронных ускорителях, где частицы имеют энергии в десятки более мегаэлектронвольт, к. п. д. значительно выше и составляет десятки процентов.

На практике из полного потока энергии излучения P используют лишь небольшую часть, заключенную в пределах узкого рабочего пучка рентгеновского прибора. Еще до использования рабочий пучок испытывает ослабление в мишени и стенках прибора. Поэтому поток энергии в рабочем пучке, выходящем из прибора, всегда много меньше полного потока энергии излучения P . Реальный к. п. д.

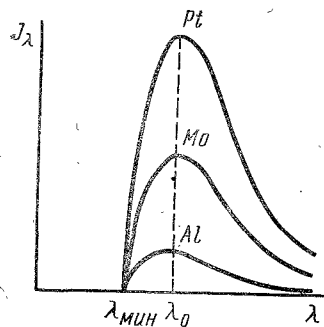


Рис. 4.3. Спектры тормозного излучения для мишеней из алюминия ($Z=13$), молибдена ($Z=42$) и платины ($Z=78$)

возбуждения тормозного излучения для прибора вследствие этого также оказывается значительно меньше величины η , вычисленной по приведенной выше формуле.

Рассмотрим пространственное распределение интенсивности тормозного излучения.

Большинство рентгеновских трубок имеют массивные, срезанные под определенным углом мишени из тяжелоатомных материалов. Излучение, возбужденное в такой мишени при напряжениях до 100—200 кВ, имеет пространственное распределение, достаточно близкое к сферически симметричному. Так как торможение электронов, а следовательно, и генерирование излучения происходит главным образом в приповерхностном слое мишени, при выходе из этого слоя излучение частично ослабляется материалом мишени. Степень ослабления лучей, идущих в разных направлениях, неодинакова. Наиболее сильно ослабляются лучи, выходящие из мишени под малыми углами к ее поверхности. В результате реальная диаграмма пространственного распределения интенсивности тормозного излучения принимает вид, показанный на рис. 4.4.

Таблица 4.1
Значения к. п. д. возбуждения тормозного излучения для различных ускоряющих напряжений

U, кВ	η , %	
	расчет	эксперимент
43	0,33	0,46
100	0,74	1,11
150	1,11	1,64
200	1,48	2,2
1000	7,5	9,0
10 000	—	60

С увеличением ускоряющего напряжения все сильнее начинает проявляться направленность тормозного излучения. При напряжениях $U > 0,5$ МВ максимум его интенсивности совпадает с направлением движения электронов. Практически все излучение при этом направлено внутрь мишени. Поэтому в высоковольтных рентгеновских трубках и ускорителях электронов обычно используют мишени небольшой толщины и излучение, идущее вперед, «на просвет» мишени (рис. 4.5). Острота направленности излучения с ростом напряжения увеличивается.

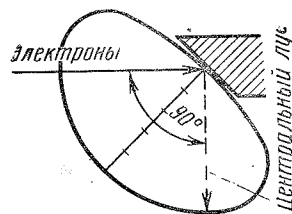


Рис. 4.4. Диаграмма пространственного распределения интенсивности тормозного излучения при $U=70$ кВ

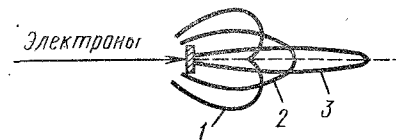


Рис. 4.5. Диаграмма пространственного распределения интенсивности тормозного излучения при высоких напряжениях:
1 — 0,5 МВ; 2 — 2 МВ; 3 — 20 МВ

Характеристическое излучение

Проследим изменения, происходящие в спектре рентгеновского излучения при постепенном повышении ускоряющего напряжения (рис. 4.6). Вначале, когда напряжение сравнительно невелико, возникает слабый непрерывный спектр (кривая 1). При некотором большем значении напряжения на фоне непрерывного спектра можно наблюдать появление острых максимумов. Длины волн $\lambda_{K\alpha}$ и $\lambda_{K\beta}$, соответствующие этим максимумам, не зависят от величины напряжения и определяются только материалом мишени (его атомным номером Z). С увеличением напряжения интенсивность пиков возрастает, но их положение в спектре не меняется (кривые 2 и 3). Следовательно, излучение с указанными длинами волн свойственно непосредственно материалу мишени и характеризует его. Его называют характеристическим излучением.

Характеристическое излучение имеет линейчатый спектр. Линии K_α и K_β являются частью этого спектра (более длинноволновые его составляющие на рисунке не показаны). Линии спектра группируются в ряд серий. У тяжелых элементов установлено пять таких серий; их обозначают буквами K, L, M, N, O . Жесткость излучения каждой серии существенно различна. Излучение, имеющее наименьшие длины волн, составляет K -серию, излучение L -серии является более длинноволновым и т. д.

Излучение каждой серии возникает тогда, когда ускоряющее напряжение достигает определенного значения, называемого потен-

циалом возбуждения. Например потенциал возбуждения K -серии для хрома $U_K \approx 6$ кВ, для меди $U_K \approx 9$ кВ и для молибдена $U_K \approx 20$ кВ. При постепенном повышении напряжения вначале появляется излучение самой длинноволновой серии, затем — более коротковолновой и т. д. При $U > U_K$ у данного элемента оказываются возбужденными все возможные серии характеристического излучения.

Закономерности в характеристических рентгеновских спектрах обусловлены строением электронных оболочек атомов.

Согласно представлениям квантовой механики состояние любого электрона в атоме характеризуется четырьмя квантовыми числами: n, l, j, m_j .

Главное квантовое число n определяет основное значение энергии электрона в атоме. Оно может принимать только целочисленные значения: 1, 2, 3, 4, 5...

Орбитальное квантовое число l является мерой момента количества движения электрона по орбите вокруг атомного ядра. Это число изменяется в пределах от 0 до $n-1$.

Внутреннее квантовое число j характеризует полный момент количества движения электрона, который складывается из орбитального и собственного моментов количества движения. Собственный момент называется спином. Внутреннее квантовое число выражается через орбитальное число l соотношением

$$j = \left(l \pm \frac{1}{2} \right) > 0.$$

Магнитное квантовое число m_j определяет величину проекции полного момента электрона на заданное направление. Оно изменяется в пределах от $-j$ до $+j$ следующим образом: $-j, -(j-1), -(j-2), \dots, +(j-1), +j$.

Согласно принципу Паули в атоме в каждом стационарном состоянии, определяемом числами n, l, j и m_j , может находиться не более одного электрона.

Совокупность электронов, которые находятся во всевозможных состояниях, характеризующихся одинаковым значением главного квантового числа n , образует электронный слой или оболочку. Предельное число возможных состояний (а, следовательно, и предельно возможное число электронов) в слое определяется соотношением

$$g = 2n^2.$$

Оболочки, соответствующие различным значениям главного квантового числа, имеют следующие обозначения: K ($n=1$), L ($n=2$), M ($n=3$) и т. д. K -оболочка является ближайшей к ядру.

Энергия W электронов в атоме определяется тремя квантовыми числами: n, l, j , т. е. $W = f(n, l, j)$.

Придавая различные возможные значения квантовым числам и находя соответствующие значения W , можно получить систему уровней энергии различных атомов. Схема образования уровней энергии показана на рис. 4.7. Для K -оболочки имеем $n=1$ и $l=0$. Следовательно, внутреннее квантовое число может иметь лишь одно значение $j = +\frac{1}{2}$. Поэтому электроны K -оболочки (их число $g_K =$

$2 \cdot 1^2 = 2$) имеют одинаковую энергию и занимают один самый нижний K -уровень. Состояния этих двух электронов характеризуются одинаковыми значениями чисел n, l, j и отличаются лишь значением магнитного квантового числа m_j , равного $-\frac{1}{2}$ и $+\frac{1}{2}$.

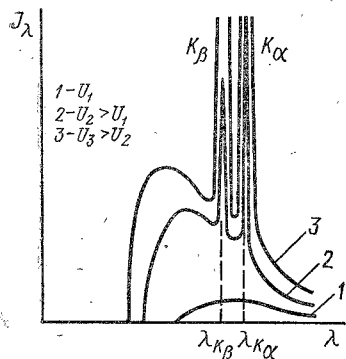


Рис. 4.6. Кривые полных спектров рентгеновского излучения при различных значениях ускоряющего напряжения

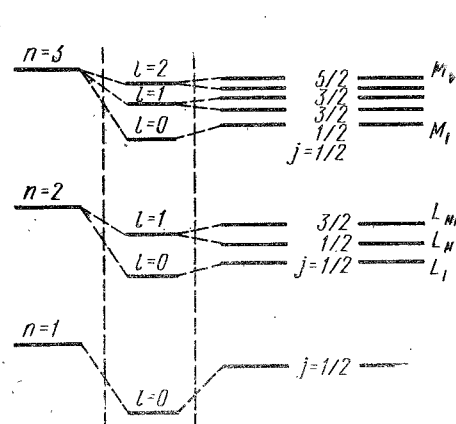


Рис. 4.7. Схема уровней энергии атома

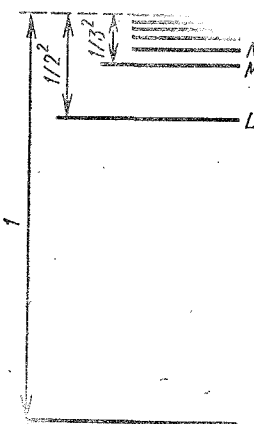


Рис. 4.8. Упрощенная схема уровней энергии атома

Проведя аналогичные рассуждения, можно показать, что электроны L -оболочки ($g_L = 2 \cdot 2^2 = 8$) занимают три уровня энергии L_I, L_{II}, L_{III} (табл. 4.2), электроны M -оболочки — пять уровней и т. д.

Энергия электронов в каждой оболочке сильно зависит от главного квантового числа n и сравнительно слабо от двух других чисел — l и j . Это означает, что электроны, находящиеся в пределах одной оболочки на разных уровнях, обладают близкими значениями энергии. Поэтому для простоты оболочки атомов часто характеризуют одиночными уровнями энергии, которые показаны на рис. 4.8 в масштабе. Расстояния от линии $W=0$ до каждого из уровней обратно пропорциональны квадрату соответствующего главного квантового числа. Таким образом, эти расстояния относятся как числа $1 : 1/2^2 : 1/3^2 : \dots$

Если в атоме удален электрон с какого-либо уровня, то на освободившееся место переходит электрон с одного из более высоких уровней энергии. В результате такого перехода возникает квант

Распределение электронных состояний в L -оболочке

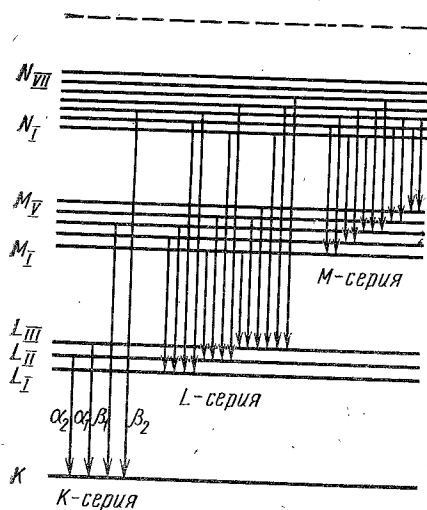
Таблица 4.2

n	l	j	m_j	Уровень	Число состояний
2	0	1/2	-1/2 +1/2	L_I	2
		1/2	-1/2 +1/2	L_{II}	2
	1	3/2	-3/2 -1/2 +1/2 +3/2	L_{III}	4

излучения $h\nu$, частота которого определяется разностью энергии ΔW уровней, между которыми перешел электрон:

$$\nu = \Delta W/h.$$

Процесс возбуждения характеристического излучения при бомбардировке мишени быстрыми электронами можно представить следующим образом.



При достаточной энергии падающих электронов могут быть выбиты электроны из любой оболочки атомов мишени, включая K -слой. В результате в атомах будет происходить целый каскад переходов электронов между выше и ниже лежащими уровнями энергии. Эти переходы показаны на рис. 4.9 стрелками. Они сопровождаются образованием фотонов, которые и составляют характеристическое излучение различных серий. Переходы электронов с более высоких уровней на K -уровень приводят к испусканию линий K -серии. Соответственно линии L -серии возникают при заполнении свободных мест на уровнях L_I —

Рис. 4.9. Процесс возникновения характеристического излучения

серии возникают при заполнении свободных мест на уровнях L_I — L_{III} и т. д.

Вероятность различных переходов неодинакова. Для некоторых переходов она равна нулю. Чем больше вероятность перехода, тем

выше яркость (интенсивность) соответствующей линии. Например, в K -серии наиболее яркими являются линии α_1 и α_2 . Отношение их интенсивностей для разных атомов приблизительно постоянно и равно двум.

Характеристические спектры различных элементов являются сходными, поскольку внутренние электронные оболочки разных атомов имеют одинаковую структуру. При увеличении атомного номера Z элемента происходит смещение спектров в область высоких частот, т. е. коротких длин волн. Впервые эта особенность спектров была обнаружена английским ученым Мозли и впоследствии названа законом Мозли.

Математически зависимость частоты линий спектра от атомного номера выражается соотношением

$$\nu = cR(Z-S)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right).$$

Здесь $c=3 \cdot 10^8$ м/с — скорость света; $R=109737$ см $^{-1}$ — постоянная Ридберга; S — экранирующая постоянная (она учитывает, в какой мере притяжение к ядру в атоме данного электрона ослаблено отталкивающим действием остальных электронов); n_1, n_2 — целые числа (они имеют смысл главных квантовых чисел уровней, между которыми осуществляется переход электрона, сопровождающийся излучением данной линии спектра).

Для расчета частоты линии спектра K -серии в формулу необходимо подставить: $S=1$; $n_1=1$; $n_2=2, 3, \dots$ Для L -серии $S=7, 4$; $n_1=2$; $n_2=3, 4, \dots$

Приведенная формула позволяет рассчитать частоты линий характеристического спектра разных элементов. Интенсивность линий определяется выражением

$$J_\lambda = kI(U-U_B)^m,$$

где k и m — постоянные ($m=1,5$ для K -серии и $m=2$ для L -серии); U_B — потенциал возбуждения данной серии.

Таблица 4.3

Значения длин волн и потенциала возбуждения K -серии некоторых элементов

Элемент	Атомный номер Z	Потенциал возбуждения U_B , кВ	Длина волн λ , нм			
			α_1	α_2	β_1	β_2
U	92	115	0,0126	0,0131	0,0112	0,0108
Pb	82	87,6	0,0165	0,0170	0,0146	0,0141
W	74	69,3	0,0209	0,0213	0,0184	0,0179
Ag	47	25,5	0,0558	0,0562	0,0496	0,0486
Mo	42	20,0	0,0708	0,0712	0,0631	0,0620
Cu	29	8,86	0,1537	0,1541	0,1389	0,1378
Fe	26	7,10	0,1932	0,1936	0,1753	0,1740
Cr	24	5,98	0,2285	0,2289	0,2080	0,2067

Значения длин волн и потенциала возбуждения K -серии некоторых элементов приведены в табл. 4.3.

Характеристическое излучение присуще атомам. Поэтому длины волн не зависят от того, является ли данный элемент чистым или входит в состав какой-либо смеси или соединения.

§ 4.3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Рентгеновское излучение обладает способностью проникать через различные материалы. Однако интенсивность пучка лучей, прошедшего через слой вещества, всегда оказывается меньше первоначального значения. Происходит ослабление излучения веществом, обусловленное явлениями поглощения и рассеяния лучей. При поглощении в веществе происходит преобразование энергии излучения в другие виды энергии. В результате рассеяния веществом направленный пучок излучения превращается в лучи, идущие по разным направлениям.

Элементарные акты взаимодействия

Поглощение лучей происходит в результате ряда элементарных процессов, важнейшими из которых являются фотоэлектрический эффект (или фотоэффект), Комптон-эффект и эффект образования электронно-позитронных пар.

При фотоэффекте фотоны поглощаются атомами вещества. В результате поглощения фотон исчезает, а из атома освобождается фотоэлектрон, кинетическая энергия W которого определяется выражением (закон Эйнштейна)

$$W = h\nu - W_i,$$

где $h\nu$ — энергия фотона; W_i — работа вырывания электрона с i -го уровня атома.

При достаточной энергии фотона может произойти вырывание электрона из любой оболочки атома. На его место может перейти менее связанный электрон. Такой переход будет сопровождаться эмиссией фотона характеристического излучения. В результате вырывания электрона с одного из внутренних уровней в атоме будет происходить целый ряд переходов электронов с высоких уровней энергии на более низкие. При этом возникнет характеристическое излучение, называемое флюоресцентным. Этим названием подчеркивается, что характеристические лучи возникли не при бомбардировке вещества электронами, а при его облучении фотонами рентгеновского излучения.

Таким образом, в результате фотоэффекта атомы испускают фотоэлектроны и фотоны флюоресцентного излучения. Возможен и другой вид фотоэффекта, при котором фотоны характеристического излучения не выходят из атома, а поглощаются в нем. В этом случае при поглощении первичного фотона атом испускает только фото-

электроны, т. е. происходит фотоэффект без лучеиспускания (сложный фотоэффект). Он наблюдается обычно в легких атомах. В тяжелых атомах чаще происходят переходы, сопровождающиеся испусканием флюоресцентного излучения.

Количественно выход фотонов флюоресценции i -й серии характеризуется коэффициентом Φ_i , называемым отдачей флюоресценции:

$$\Phi_i = n_{if}/n_i,$$

где n_{if} — число атомов, испустивших флюоресцентное излучение i -й серии; n_i — число атомов, у которых удалены электроны с i уровня.

Отдача флюоресценции для K -уровня с хорошей точностью может быть вычислена по полуэмпирической формуле

$$\Phi_K = \frac{Z^4}{Z^4 + 32,2^4}.$$

Для тяжелых атомов ($Z > 70$) величина Φ_K близка к единице, для легких атомов ($Z < 20$) она не превышает 0,15.

Длины волн флюоресцентного излучения зависят только от рода атомов веществ. Следовательно, путем измерения длин волн можно определить, атомы каких элементов составляют облучаемое вещество, т. е. найти его химический состав.

Взаимодействие фотонов большой энергии со свободными и слабо связанными электронами вещества происходит следующим образом. Падающий фотон с импульсом p сталкивается со свободным электроном и передает ему импульс p_0 , а сам движется в новом направлении, имея импульс p_p (рис. 4.10). Происходит отклонение фотона от первоначального направления движения, т. е. его рассеяние. При этом, очевидно, в силу закона сохранения импульса

$$p = p_0 + p_p.$$

Электрон (его называют электроном отдачи) в результате столкновения приобретает кинетическую энергию W_0 . Суммарная энергия рассеянного фотона и электрона отдачи равна энергии первичного фотона $h\nu$:

$$h\nu = h\nu_p + W_0.$$

Отсюда видно, что $h\nu_p < h\nu$ или $\lambda_p > \lambda$; в результате рассеяния длина волны фотона изменилась (увеличилась). Это явление носит название **Комптон-эффекта**, рассеяния с изменением длины волны или некогерентного рассеяния. Таким образом, при Комптон-эффекте часть энергии первичного фотона переходит в кинетическую энергию электрона отдачи, а другая часть — в энергию рассеянного фотона.

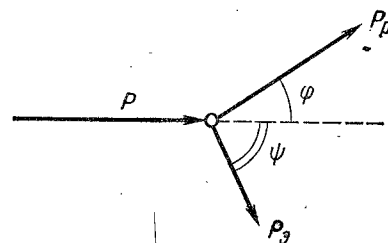


Рис. 4.10. Схема взаимодействия излучения с веществом

Следует подчеркнуть, что Комpton-эффект представляет собой явление, при котором наблюдаются и поглощение, и рассеяние излучения.

Согласно элементарной теории Комpton-эффекта увеличение длины волны при рассеянии определяется соотношением

$$\Delta\lambda = \lambda_p - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi),$$

где φ — угол рассеяния фотона.

Подставив в эту формулу численные значения постоянной Планка h , массы покоя электрона m_0 и скорости света c , получим

$$\Delta\lambda = 2,42 \cdot 10^{-3} (1 - \cos \varphi) \text{ [нм]}.$$

Из приведенных соотношений видно, что величина $\Delta\lambda$ не зависит от длины волны λ падающих лучей, а определяется только углом рассеяния φ . При рассеянии в направлении пучка падающих лучей ($\varphi=0$) длина волны не меняется, т. е. $\Delta\lambda=0$. При рассеянии в обратном направлении ($\varphi=180^\circ$) величина $\Delta\lambda$ достигает максимального значения: $(\Delta\lambda)_{\text{макс}} = 4,84 \cdot 10^{-3} \text{ нм}$.

Кинетическая энергия W_e электрона отдачи может быть найдена по формуле

$$W_e = \frac{(h\nu)^2 (1 - \cos \varphi)}{m_0 c^2 + h\nu (1 - \cos \varphi)},$$

из которой следует, что при угле рассеяния фотона $\varphi=0$ кинетическая энергия электрона равна нулю. Максимум энергии электрона отдачи соответствует углу рассеяния $\varphi=180^\circ$. При этом

$$(W_e)_{\text{макс}} = \frac{2(h\nu)^2}{m_0 c^2 + 2h\nu}.$$

Связь между углом рассеяния фотона φ и углом ψ , под которым вылетает электрон отдачи, представляется в виде

$$\text{tg } \psi = - \frac{m_0 c^2}{m_0 c^2 + h\nu} \text{ctg } \frac{\varphi}{2}.$$

В том случае, когда падающие на вещество фотоны имеют энергию $h\nu > 2m_0 c^2$ (где $m_0 c^2 = 0,511 \text{ МэВ}$ — энергия покоя электрона), может наблюдаться исчезновение фотонов в результате эффекта образования электронно-позитронных пар. Это явление состоит в том, что в поле атомного ядра фотон преобразуется в пару зарядов — электрон и позитрон с суммарной кинетической энергией

$$W = h\nu - 2m_0 c^2.$$

Позитрон, двигаясь через вещество, постепенно замедляется. Медленный позитрон будет взаимодействовать с одним из электронов. При этом обе частицы преобразуются в два фотона, хотя иногда возникает лишь один фотон. Такой процесс называется аннигиляцией частиц.

Рассеяние лучей в зависимости от их длины волны имеет разный характер. Рассеяние жесткого излучения происходит с изменением длины волны (Комpton-эффект). При рассеянии мягких лучей их длина волны не изменяется. Этот вид рассеяния может быть объяснен с позиций классической теории, согласно которой электроны атомов вещества под действием переменного электрического поля рентгеновских лучей получают ускорение и сами начинают излучать электромагнитные волны той же частоты, что и первичное излучение. Эти волны и представляют собой рассеянное излучение. Такое рассеяние называется когерентным.

Когерентное рассеяние в отличие от Комpton-эффекта происходит при воздействии излучения на сильно связанные электроны, т. е. электроны, энергия связи которых в атоме заметно больше энергии фотонов. Рассеяние излучения на атоме, в котором присутствуют сильно и слабо связанные электроны, носит двойственный характер: одновременно наблюдается когерентное и некогерентное рассеяние. В определенных условиях один из этих процессов полностью преобладает над другим: для тяжелых атомов и мягкого излучения характерно когерентное рассеяние, а для легких атомов и жесткого излучения — некогерентное.

Когерентное рассеяние играет важную роль при изучении структуры кристаллических тел. При прохождении рентгеновского излучения через кристаллический образец в результате когерентного рассеяния возникает дифракционная картина, характер которой позволяет судить о структуре образца.

Вследствие рассмотренных элементарных процессов часть энергии рентгеновского излучения в веществе преобразуется в кинетическую энергию частиц (фотоэлектронов, электронов отдачи, позитронов), а часть — в энергию вторичного фотонного излучения (флюоресцентного, рассеянного, аннигиляционного). Вторичное излучение будет взаимодействовать с веществом подобно первичному. Быстрые фотоэлектроны, электроны отдачи и позитроны передают часть своей энергии атомам вещества. В результате возрастает средняя кинетическая энергия беспорядочного движения атомов, что означает переход энергии электронов в теплоту. Одновременно происходит ударная ионизация атомов, сопровождающаяся образованием ионов и вторичных электронов. Энергия вторичных электронов в свою очередь также расходуется на ионизацию и переходит в теплоту. В итоге вся поглощенная энергия в химически инертном теле через электроны превращается в теплоту. В некоторых телах часть энергии расходуется на химические реакции или возбуждение свечения.

Таким образом, под воздействием радиации в веществе происходят те или иные изменения, обусловленные поглощенной энергией излучения. По величине этих изменений (например, по количеству выделившегося тепла или продуктов химической реакции) можно оценить количественно поглощенную энергию. Для этого используют физическую величину, называемую поглощенной дозой излучения или просто дозой.

Поглощенная доза излучения — это энергия излучения, поглощенного единицей массы облучаемого вещества. Ее измеряют в джоулях на килограмм (Дж/кг). Джоуль на килограмм — поглощенная доза излучения, при которой массе облученного вещества 1 кг передается энергия 1 Дж.

Поглощенная доза излучения, отнесенная к единице времени, называется мощностью поглощенной дозы (мощностью дозы). Ее измеряют соответственно в ваттах на килограмм (Вт/кг): $1 \text{ Вт/кг} = 1 \text{ Дж/кг} \cdot \text{с}$.

Другой важной физической величиной, принятой в дозиметрии, является экспозиционная доза фотонного излучения, характеризующая ионизационное действие лучей в выбранном эталонном веществе, а именно атмосферном воздухе. Единицей экспозиционной дозы является кулон на килограмм (Кл/кг). Кулон на килограмм — экспозиционная доза фотонного излучения (рентгеновских и гамма-лучей), при которой сумма электрических зарядов всех ионов одного знака в облученном воздухе массой 1 кг при полном использовании ионизирующей способности всех электронов и позитронов, освобожденных фотонами, равна 1 Кл.

Экспозиционная доза, отнесенная к единице времени, называется мощностью экспозиционной дозы. Ее измеряют в амперах на килограмм (А/кг); $1 \text{ А/кг} = 1 \text{ Кл/кг} \cdot \text{с}$.

До введения Международной системы единиц измерения в метрологии ионизирующих излучений применялись внесистемные единицы: рад — единица поглощенной дозы; рентген (Р) — единица экспозиционной дозы; рад/с и Р/с — соответственно единицы мощности поглощенной и экспозиционной доз. Переход от этих единиц к новым осуществляется на основании следующих соотношений между ними: $1 \text{ рад} = 100 \text{ эрг/г} = 10^{-2} \text{ Дж/кг}$; $1 \text{ рад/с} = 100 \text{ эрг/г} \cdot \text{с} = 10^{-2} \text{ Дж/кг} \cdot \text{с} = 10^{-2} \text{ Вт/кг}$; $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$; $1 \text{ Р/с} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ А/кг}$.

О величине единицы «рентген» можно судить также по ее энергетическому эквиваленту: при экспозиционной дозе в 1 Р в одном килограмме воздуха поглощается энергия $0,88 \cdot 10^{-2} \text{ Дж}$.

Дозиметрия рентгеновского излучения осуществляется различными методами — тепловым, ионизационным, химическим, фотографическим и др. Наибольшее распространение в практике получили ионизационный метод, основанный на измерении ионизационного эффекта, производимого рентгеновскими лучами в газах.

Приемником излучения в ионизационном дозиметре обычно является ионизационная камера. Она представляет собой двухэлектродный прибор плоской, цилиндрической или иной конструкции, заполненной воздухом. К электродам камеры прикладывается постоянное напряжение определенной величины. Рентгеновские лучи вызывают ионизацию воздуха в камере. Образовавшиеся ионы под действием электрического поля перемещаются к электродам. В результате во внешней цепи между электродами камеры проходит ток, величина которого может быть измерена. Напряжение на камере выбирают таким, чтобы, с одной стороны, обеспечивался ре-

жим насыщения ионизационного тока, а с другой, — исключалась возможность дополнительной ударной ионизации. Величина тока насыщения пропорциональна мощности дозы в воздухе, поэтому прибор, измеряющий ионизационный ток, может быть градуирован в амперах на килограмм.

Ионизационные токи имеют небольшую величину даже при измерении очень интенсивных излучений. Обычно они равны 10^{-12} — 10^{-7} А . Регистрация столь малых токов осуществляется либо электрометрами, либо микроамперметрами с предварительным усилением тока.

В случае монохроматических лучей по измеренной величине мощности экспозиционной дозы легко может быть найдена их интенсивность.

Ослабление излучения слоем вещества

Рассмотрим узкий параллельный пучок рентгеновских лучей, проходящих через слой вещества толщиной d (рис. 4.11). Интенсивность J_d пучка за слоем вследствие рассмотренных актов взаимодействия будет меньше начального значения J_0 .

Для того чтобы охарактеризовать процесс ослабления излучения количественно, найдем уменьшение интенсивности при прохождении излучения через элементарный слой толщиной dx . Обозначим интенсивность излучения, входящего в этот слой, через J_x . Относительное уменьшение интенсивности излучения dJ_x/J_x в элементарном слое пропорционально его толщине:

$$-\frac{dJ_x}{J_x} = \mu dx,$$

где μ — коэффициент пропорциональности. Проинтегрировав это выражение, найдем

$$\int_{J_0}^{J_d} \frac{dJ_x}{J_x} = - \int_0^d \mu dx, \\ -\mu d = \ln \frac{J_d}{J_0},$$

откуда непосредственно получаем формулу для расчета интенсивности излучения, прошедшего через слой вещества:

$$J_d = J_0 e^{-\mu d}.$$

Используя исходное соотношение, можно написать

$$\mu = - \frac{dJ_x/J_x}{dx}.$$

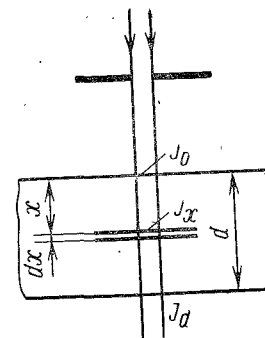


Рис. 4.11. К выводу закона ослабления рентгеновского излучения

Видно, что коэффициент μ представляет собой относительно уменьшение интенсивности на единице пути лучей в веществе. Поэтому он называется линейным коэффициентом ослабления.

Другой, более наглядной характеристикой ослабления рентгеновского излучения, может служить величина слоя половинного ослабления Δ — это такая толщина данного вещества, после прохождения которой интенсивность излучения уменьшается в два раза.

Слой половинного ослабления легко определить, если известен линейный коэффициент ослабления μ . Интенсивность излучения, прошедшего через слой толщиной Δ , равна

$$J_{\Delta} = J_0 e^{-\mu \Delta}.$$

Согласно определению слоя половинного ослабления $J_{\Delta} = 0,5 J_0$, следовательно, имеем

$$e^{\mu \Delta} = 2,$$

откуда

$$\Delta = \frac{\ln 2}{\mu} = 0,693/\mu.$$

Если слой половинного ослабления известен (например, определен экспериментально), то с помощью полученного соотношения может быть вычислен коэффициент μ . Например, для ослабления наполовину интенсивности излучения с длиной волны $\lambda = 0,025$ нм требуется слой алюминия толщиной 7 мм, а слой свинца толщиной всего 0,075 мм. Соответствующие цифры для излучения с длиной волны $\lambda = 0,001$ нм равны 45 и 9 мм. Эти данные свидетельствуют о том, что свинец является значительно более эффективным ослабителем излучения (особенно мягкого), чем алюминий.

Поскольку ослабление излучения обусловлено в основном явлениями фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования электронно-позитронных пар, линейный коэффициент ослабления можно представить в виде суммы трех составляющих:

$$\mu = \tau + \sigma + \pi,$$

где τ — линейный коэффициент фотоэлектрического поглощения; σ — линейный коэффициент комптоновского рассеяния; π — линейный коэффициент поглощения из-за эффекта образования электронно-позитронных пар.

Линейный коэффициент ослабления зависит от длины волны излучения и рода вещества, через которое оно проходит. Для того чтобы охарактеризовать эту зависимость, необходимо рассмотреть каждый из коэффициентов τ , σ и π в отдельности.

На рис. 4.12 показана зависимость линейного коэффициента фотоэлектрического поглощения τ от длины волны излучения λ . Вначале при увеличении λ коэффициент τ возрастает. Но при длине волны, равной λ_K , наблюдается резкое уменьшение величины τ .

Это имеет следующее объяснение. При $\lambda < \lambda_K$ энергия фотонов достаточна для вырывания (хотя и с разной вероятностью) электронов из любой оболочки атомов вещества. Наиболее вероятен при этом фотоэффект из K -слоя. Начиная с длины волны λ_K , энергия фотонов оказывается недостаточной для вырывания электронов из K -оболочки. Так как поглощение излучения в K -оболочке прекращается, то соответственно уменьшается и коэффициент τ . В диапазоне $\lambda_K < \lambda < \lambda_{L_I}$ поглощение фотонов происходит в остальных оболочках атомов и прежде всего в L -оболочке. Затем наблюдаются три скачка, связанные с прекращением вырывания электронов из L_I , L_{II} и L_{III} -уровней, и т. д. Длины волн, при которых наблюда-

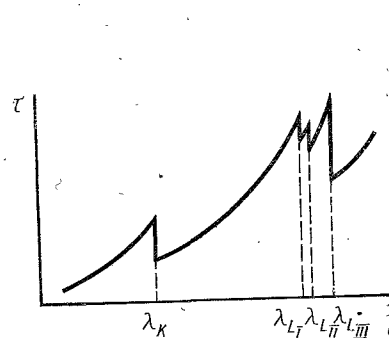


Рис. 4.12. Зависимость линейного коэффициента поглощения от длины волны рентгеновского излучения

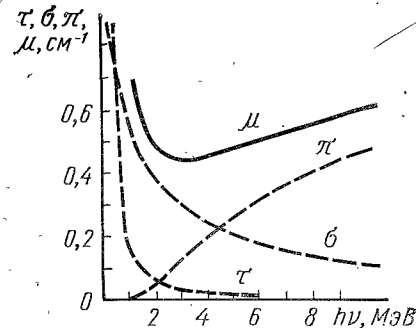


Рис. 4.13. Зависимость коэффициентов τ , σ , π и μ от энергии фотонов для свинца

ются скачки коэффициента τ , зависят от атомного номера Z поглощающего вещества.

Для определения линейного коэффициента фотоэлектрического поглощения обычно пользуются эмпирической формулой вида

$$\tau = k \rho Z^m \lambda^n,$$

где k — коэффициент, постоянный в области между скачками поглощения (при переходе от одной области к другой его величина меняется); ρ — плотность вещества; $m = 3 \div 3,5$ и $n \approx 3$.

Линейный коэффициент рассеяния для фотонов с частотой ν согласно теории Комптона определяется выражением

$$\sigma = \sigma_0 \frac{m_0 c^2 \nu}{m_0 c^2 + 2 h \nu}.$$

Здесь $\sigma_0 \approx 0,02 \rho$ — линейный коэффициент когерентного рассеяния по классической теории, м^{-1} ; его величина зависит только от плотности вещества (при $2 h \nu \ll m_0 c^2$ из формулы получим $\sigma \approx \sigma_0$).

Линейный коэффициент поглощения из-за эффекта образования пар зависит от атомного номера вещества и энергии фотонов:

$$\pi \approx k\rho Z(h\nu - 2m_0c^2),$$

где k — коэффициент пропорциональности.

Приведенные формулы показывают, что линейные коэффициенты фотоэлектрического поглощения, комптоновского рассеяния и поглощения из-за эффекта образования пар в разной степени зависят от энергии фотонов и рода поглощающего вещества. С ростом энергии фотонов коэффициенты τ и σ уменьшаются (τ особенно сильно), а коэффициент π возрастает. На рис. 4.13 показан графически ход изменения коэффициентов τ , σ , π и μ при увеличении энергии фотонов для поглотителя из свинца. Для мягкого излучения $\tau > \sigma$ и $\pi = 0$. Ослабление излучения в этом случае происходит главным образом за счет фотоэффекта, вероятность которого сильно зависит от энергии фотонов и атомного номера поглощающего вещества. Напротив, для очень жесткого излучения $\tau \approx 0$ и основную роль в ослаблении играет явление образования пар и отчасти комптоновское рассеяние. При увеличении жесткости излучения линейный коэффициент ослабления вначале падает до некоторого минимума, а затем начинает возрастать. В области минимума вещество обладает наибольшей прозрачностью для излучения.

Из выражений для коэффициентов τ , σ и π видно, что линейный коэффициент ослабления μ прямо пропорционален плотности вещества ρ . Поделив μ на ρ , получим так называемый массовый коэффициент ослабления, который характеризует ослабление излучения единицей массы вещества:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \tau_m + \sigma_m + \pi_m,$$

где $\tau_m = \tau/\rho$, $\sigma_m = \sigma/\rho$ и $\pi_m = \pi/\rho$ — соответственно массовые коэффициенты фотоэлектрического поглощения, комптоновского рассеяния и поглощения из-за эффекта образования электронно-позитронных пар.

Массовые коэффициенты не зависят от агрегатного состояния вещества (кристаллическое или аморфное, жидкое или твердое). Поэтому в справочной литературе обычно приводятся величины массовых коэффициентов. Значения массовых коэффициентов ослабления однородного излучения для четырех элементов (алюминия, меди, молибдена и свинца) даны в табл. 4.4.

Ослабление излучения в сложном веществе зависит от того, какие атомы и в каком количестве входят в состав этого вещества. Поэтому массовый коэффициент ослабления μ/ρ любого сложного вещества (смеси, химического соединения) можно найти по формуле

$$\frac{\mu}{\rho} = b_1 \frac{\mu_1}{\rho_1} + b_2 \frac{\mu_2}{\rho_2} + b_3 \frac{\mu_3}{\rho_3} + \dots,$$

Таблица 4.4

Значения массовых коэффициентов ослабления однородного излучения для некоторых элементов

Длина волны λ , нм	μ_m , см ² /г			
	Z=13	Z=29	Z=42	Z=82
0,001	0,058	0,057	—	0,071
0,004	0,105	0,126	—	0,62
0,01	0,168	0,33	1,38	3,40
0,02	0,273	1,55	4,00	4,64
0,03	0,545	4,50	11,1	13,6
0,04	1,11	10,2	25,0	31,8
0,05	1,94	19,3	48,0	58
0,08	7,4	72,0	26,7	147
0,1	14,2	133	51,0	77
0,2	110	100	—	—
0,25	182	202	—	—
0,697	2800	2120	—	—

где b_1 , b_2 , b_3 , ... — весовые доли отдельных компонентов вещества; μ_1/ρ_1 , μ_2/ρ_2 , μ_3/ρ_3 , ... — их массовые коэффициенты ослабления.

В заключение отметим, что сильная зависимость коэффициента фотоэлектрического поглощения τ от длины волны приводит к тому, что при прохождении через слой вещества тормозных лучей происходит изменение их спектрального состава. Этот процесс называется фильтрацией. Длинноволновая часть непрерывного спектра ослабляется веществом в большой степени, а коротковолновая — незначительно. В результате спектр фильтрованного излучения оказывается более узким, чем спектр исходного излучения.

Данные, представленные в табл. 4.5 для ряда веществ, показывают, в каком интервале энергий фотонов доминирующую роль в ослаблении излучения играет каждый из трех рассмотренных процессов.

Таблица 4.5

Элемент	Атомный номер Z	Фотоэффект	Комптон-эффект	Эффект образования электронно-позитронных пар
Pb	82	До 500 кэВ	500 кэВ — 5 МэВ	Более 5 МэВ
Fe	26	До 120 кэВ	120 кэВ — 9,5 МэВ	Более 9,5 МэВ
Al	13	До 50 кэВ	50 кэВ — 15 МэВ	Более 15 МэВ

§ 4.4. КАТОДЫ РЕНТГЕНОВСКИХ ПРИБОРОВ

Основными элементами катода рентгеновского прибора являются: источник электронов (нить накала или автоэммитер); устройство, фокусирующее электроны; стеклянная ножка, на которой укрепляются эти элементы.

Источником электронов в большинстве современных рентгеновских приборов служит термокатод. Исключение составляют главным образом специальные импульсные трубки и некоторые типы тепловых микроскопов, в которых используются автоэмиссионные эмиттеры. К катодам рентгеновских приборов наряду с общими требованиями, которым должны удовлетворять катоды любых электровакуумных приборов (обеспечивать устойчивый ток эмиссии, иметь большой срок службы, хорошо обезгаживаться, не ухудшать вакуум в процессе работы и т. п.), предъявляется ряд специфических требований. Катоды должны устойчиво работать при большой напряженности электрического поля у их поверхности и допускать возможность регулировки тока эмиссии (т. е. рабочей температуры) в широких пределах.

Поскольку плотность тока с катода, как правило, не лимитирует мощность рентгеновского прибора, а ограничения мощности обусловлены условиями теплоотвода на мишени, используются катоды прямого накала, в основном из чистого вольфрама или карбидированные. По своим свойствам они наиболее полно удовлетворяют перечисленным выше требованиям.

Термоэлектроны, эмиттируемые катодом, тормозятся на сравнительно небольшом участке поверхности мишени (анода), называемом действительным фокусом, который и является источником рентгеновского излучения. Размеры и форма фокуса являются одними из важнейших параметров, так как именно они часто определяют возможность того или иного технического использования рентгеновского прибора. Большинство этих применений основано на получении теневого изображения просвечиваемых объектов.

Из оптики известно, что только точечный источник позволяет получить резко очерченную теневую картину. Если источник излучения (в данном случае фокус рентгеновского прибора) не точечный, то теневая картина получается нерезкой, с размытыми границами. Степень нерезкости зависит от размеров эффективного фокуса, который представляет собой проекцию действительного фокуса на плоскость, перпендикулярную к оси рабочего пучка лучей. Обычно осью рабочего пучка является центральный луч (см. рис. 4.4). В паспорте прибора, как правило, указываются размеры эффективного фокуса в направлении центрального луча. Современные методы фокусировки позволяют сжать электронный пучок до малых размеров и получить фокус, близкий к точечному.

Особенности конструкции

Рассмотрим конструкцию катодов рентгеновских приборов разного назначения.

В рентгеновских трубках фокус имеет либо круглую форму, либо форму сильно вытянутого прямоугольника (линейный фокус). Конфигурация фокуса определяется прежде всего формой нити накала. Для получения линейного фокуса используют нить в виде цилиндрической спирали длиной 5—15 мм, изготовленной из воль-

фрамовой проволоки диаметром 0,1—0,3 мм. Диаметр спирали обычно составляет величину 1,5—2,5 мм. Направленный электронный поток создается путем помещения спирали в канавку фокусирующей катодной головки (рис. 4.14). В рентгеновских трубках головку изготовляют из стали и делают массивной. Сталь допускает высокую температуру нагрева, механически легко обрабатывается и хорошо обезгаживается. Массивная головка способствует сильному поглощению неиспользованного рентгеновского излучения, идущего в сторону катода.

Концы спирали 4 прикрепляют к молибденовым держателям 2, на один из которых напрессован изолятор 3. В катодной головке просверливают два отверстия, выходящие в полость фокусирующей канавки. Держатели пропускают в эти отверстия, спираль устанавливают на определенной глубине внутри канавки, после чего положение держателей фиксируют стопорными винтами.

Фокусирующую головку с вставленной в нее спиралью укрепляют на стеклянной катодной ножке. Ножка чаще всего изготавливается из стекла С47-1; она имеет, как правило, два ввода, к которым присоединяют держатели спирали, и две стойки для жесткого крепления фокусирующего устройства. Источник накала спирали подключают к гибким концам вводов. К одному из концов подключают также отрицательный полюс источника анодного напряжения.

Размер эффективного фокуса при заданной площади действительного фокусного пятна зависит от угла выхода рабочего пучка лучей из мишени. Рассмотрим эту зависимость для линейного фокуса размерами $a \times b$. Поперечный размер эффективного фокуса a для разных углов выхода φ остается постоянным, а продольный размер a' зависит от этого угла: $a' = b \sin \varphi$. При использовании широких рабочих пучков это приводит к неодинаковой резкости изображения по полю. Те участки теневой картины, которые обра-

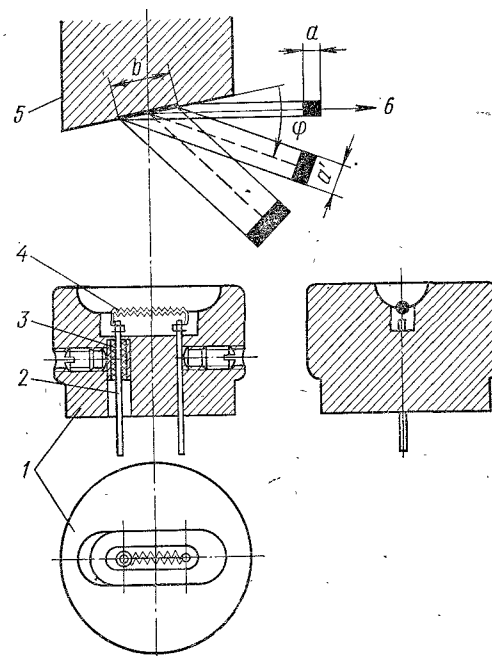


Рис. 4.14. Конструкция электродов рентгеновской трубки с линейным фокусом:

1 — фокусирующая катодная головка; 2 — держатель спирали; 3 — изолятор; 4 — спираль; 5 — анод; 6 — центральный луч

зованы лучами, выходящими под большими углами, имеют значительную размытость границ. В этом проявляется недостаток линейного фокуса.

Для получения круглого фокуса вольфрамовую проволоку свивают в плоскую архимедову спираль. С целью уменьшения диаметра спирали и получения равномерной плотности электронов по сечению пучка расстояние между витками стремятся сделать по возможности малым, но таким, чтобы не происходило закорачивания витков при нагреве спирали. Спираль размещают в полости фокусирующей головки. Поверхность этой полости обычно имеет полусферическую форму, обеспечивающую формирование аксиально-симметричного электронного потока.

В случае круглого фокуса эффективный фокус для разных углов будет иметь форму эллипса, длина большой оси которого не зависит от величины φ , а длина малой оси пропорциональна $\sin \varphi$. Поскольку размытость теневой картины определяется максимальным геометрическим размером фокуса (в данном случае длиной большой оси), резкость изображения для круглого фокуса будет оставаться приблизительно постоянной по всему полю.

Преимущество линейного фокуса по сравнению с круглым состоит в том, что при одинаковых размерах эффективного фокуса площадь действительного линейного фокуса может быть значительно больше, чем круглого. Известно, что величина мощности, которую можно подвести к мишени, пропорциональна площади действительного фокусного пятна. Следовательно, мощность рентгеновской трубки с линейным фокусом при равных эффективных фокусах будет больше, чем трубки с круглым фокусом. Поэтому современные рентгеновские трубки большой мощности имеют линейный фокус. Круглый фокус применяют главным образом тогда, когда электронный луч имеет большую длину и усложнены условия получения ленточного потока (секционированные трубки, трубки с полым анодом), а также в некоторых специальных приборах — теневых микроскопах, микроанализаторах.

В рентгеновских теневых микроскопах и микроанализаторах для получения очень острого фокусного пятна (размерами не более 1—5 мкм) необходимо иметь эмиттер электронов очень малых размеров. Поэтому катоды этих приборов выполняют с прямонакальной нитью V-образной формы. Вследствие относительно длинных охлажденных концов такой нити эмиссия электронов происходит главным образом из ее вершины, имеющей небольшую площадь. Для фокусировки электронов служит система электростатических или магнитных линз. Конструкция фокусирующей системы теневых микроскопов и микроанализаторов специфична, поэтому подробно она рассмотрена при описании этих приборов.

Как правило, размеры спирали катода больше размеров требуемого фокусного пятна на мишени, поэтому фокусирующее устройство должно обеспечивать необходимое сжатие электронного пучка. В рентгеновских трубках условия фокусировки имеют свою особенность. Она заключается в том, что применение каких-либо до-

полнительных фокусирующих устройств нежелательно из-за усложнения конструкции трубки и увеличения ее габаритов.

Особенности фокусировки

На величину фокуса наибольшее влияние оказывают: 1) форма фокусирующей канавки; 2) глубина посадки спирали; 3) размеры спирали. Именно эти факторы влияют на конфигурацию электрического поля в пространстве около спирали, где электроны обладают малыми скоростями и, следовательно, наиболее подвержены фокусирующему действию электрического поля. Уже при выходе из фокусирующей головки электроны имеют значительные скорости, поэтому конфигурация поля у мишени слабо влияет на условия фокусировки.

Определение конфигурации электродов (катода и мишени), создающих электрическое поле, необходимое для получения заданных размеров фокусного пятна, представляет собой задачу синтеза электроннооптической системы, решение которой встречает большие трудности. Менее сложной является задача анализа, когда задаются определенной конфигурацией электродов и рассматривают условия фокусировки. Полученные в результате расчета данные сравнивают с требуемыми и методом последовательных приближений, изменяя один или несколько геометрических размеров фокусирующей системы, подбирают оптимальную форму электродов. Задача анализа содержит в себе фактически две самостоятельные задачи: 1) определение электрического поля в междуэлектродном пространстве; 2) расчет конфигурации электронного пучка в этом поле.

Первеанс электронного пучка в рентгеновских приборах значительно меньше того, при котором начинает сказываться влияние объемного заряда. Поэтому распределение потенциала U в пространстве между электродами удовлетворяет уравнению Лапласа:

$$\Delta U = 0.$$

В случае линейного фокуса, когда один из поперечных размеров пучка значительно больше другого, можно пренебречь изменением потенциала по одной из координат. Тогда задача расчета поля сведется к решению двумерного уравнения Лапласа:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0.$$

Круглый фокус формируется в аксиально-симметричном поле, поэтому уравнение Лапласа целесообразно решать в цилиндрической системе координат:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0.$$

Решение двумерного уравнения Лапласа представляет сложную задачу. Поэтому наряду с аналитическими широко используют

аналоговые методы решения (электролитическая ванна, сетка сопротивлений и др.). В результате решения уравнения Лапласа тем или иным способом определяют распределение поля. Затем, используя уравнение движения, рассчитывают траектории электронов в этом поле и тем самым определяют конфигурацию электронного пучка.

Задача существенно упрощается в тех случаях, когда можно ограничиться анализом движения только параксиальных (параксиальных) электронов и не учитывать зависимость массы частиц от скорости (т. е. при напряжениях до 30 кВ). Для аксиально-симметричного поля (формирование круглого фокуса) уравнение траектории параксиальных электронов без учета релятивистских эффектов имеет вид

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{U'_0}{2U_0} \cdot \frac{dr}{dz} + \frac{U''_0}{4U_0} r = 0,$$

где U_0 , U'_0 , U''_0 — распределение потенциала вдоль оси симметрии пучка и его производные по координате z .

В случае линейного фокуса пучок является ленточным и уравнение траектории электронов, движущихся на малых расстояниях x от плоскости симметрии, будет

$$\frac{d^2 x}{dz^2} + \frac{U'_0}{2U_0} \cdot \frac{dx}{dz} + \frac{U''_0}{2U_0} x = 0,$$

где U_0 , U'_0 , U''_0 — распределение потенциала вдоль оси z в плоскости симметрии пучка и его производные по этой координате.

Как следует из уравнений, для расчета траекторий параксиальных электронов необходимо прежде всего знать распределение потенциала U_0 . Однако даже при известном аналитическом выражении для распределения потенциала U_0 решение уравнения траекторий представляет известные трудности и не всегда может быть получено.

Условия фокусировки во многих типах рентгеновских приборов таковы, что в формировании пучка принимают участие электроны, вылетающие из катода под большими углами к оси симметрии пучка и на значительном удалении от нее. В этом случае приведенные уравнения траекторий параксиальных электронов не пригодны и нужно решать задачу фокусировки в непараксиальном приближении.

Удовлетворительные результаты здесь дают аналоговые методы решения уравнения Лапласа в сочетании с графо-аналитическими методами построения траекторий. Для определения картины поля в рентгеновских приборах широко используют метод электролитической ванны. Построение траекторий электронов обычно осуществляют методом радиусов кривизны, который пригоден для резко неоднородных полей. Решение задачи фокусировки существенно облегчается при использовании вычислительной техники. Применяют также методы макетирования.

В некоторых рентгеновских приборах, где электронный пучок имеет большую длину, использование только катодного фокусирующего устройства оказывается недостаточным. Чтобы обеспечить нужные размеры пучка, применяют дополнительные фокусирующие устройства. Например, в секционированных рентгеновских трубках роль дополнительных фокусирующих устройств играют промежуточные электроды, которые имеют различные потенциалы и образуют несколько иммерсионных линз — два соседних электрода составляют линзу (см. § 5.2). В трубках с выносным полым анодом (см. § 5.2) имеется дополнительная фокусировка с помощью коротких магнитных линз.

Размеры фокуса в результате решения электроннооптической задачи определяют с известными, в некоторых случаях существенными допущениями. Вследствие этого, а также из-за неточностей изготовления и сборки размеры фокусного пятна в готовом приборе могут отличаться от рассчитанных. Поэтому важно уметь определять размеры фокуса в готовом приборе путем измерений.

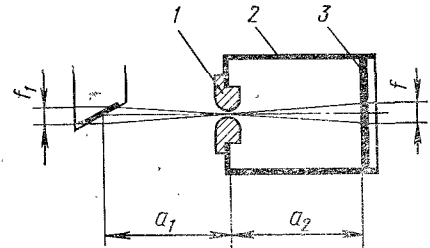


Рис. 4.15. Конструкция камеры для фотографирования фокусного пятна: 1 — пробка с малым отверстием; 2 — корпус; 3 — фотопленка

Экспериментально размеры фокуса определяют методом его фотографирования на пленку при помощи камеры с малым отверстием (рис. 4.15). Корпус 2 камеры делают из свинца или другого материала, сильно ослабляющего рентгеновское излучение. В стенке камеры имеется отверстие, в которое вставляют свинцовую пробку 1 с осевым каналом малого диаметра. Обычно диаметр d канала равен 0,1—0,2 мм. У противоположной стенки камеры располагают конверт с фотопленкой 3.

Во время фотографирования камеру устанавливают таким образом, чтобы центр фокуса, отверстия в пробке и середина фотопленки находились приблизительно на одной прямой. При проявлении пленки места, на которые попало прошедшее через отверстие в пробке излучение, почернеют и получится темное пятно, представляющее собой изображение эффективного фокуса. Размеры этого изображения f связаны с размерами эффективного фокуса f_1 соотношением

$$f_1 = \frac{a_1}{a_2} f - d \left(1 + \frac{a_1}{a_2} \right),$$

где a_1 — расстояние фокус — отверстие; a_2 — расстояние отверстие — пленка.

Приведенная формула позволяет определить размеры эффективного фокуса f_1 через величины (d, f, a_1, a_2) , которые могут быть измерены сравнительно просто и с достаточной точностью. Степень почернения различных участков снимка фокусного пятна позволяет

судить о распределении электронов по поверхности действительного фокусного пятна. Более темным участкам соответствует большая плотность электронов.

§ 4.5. АНОДЫ РЕНТГЕНОВСКИХ ПРИБОРОВ

Анод рентгеновского прибора предназначен для торможения электронов с целью получения излучения и отвода возникающего при этом тепла. Поэтому материал, из которого изготовляют анод, должен: 1) иметь определенный атомный номер; 2) обладать высокой температурой плавления и хорошей теплопроводностью; 3) иметь малую упругость паров при высокой температуре.

Большинство рентгеновских трубок имеет массивные составные аноды различной конфигурации, основными элементами которых являются мишень 5, представляющая собой пластину круглой

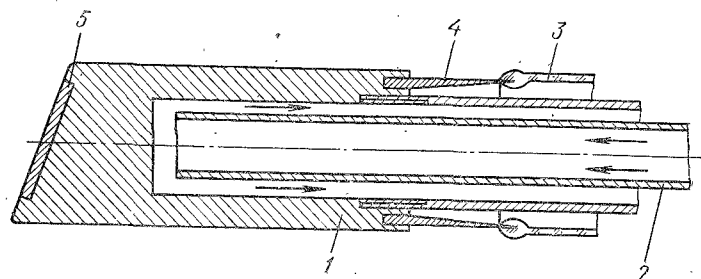


Рис. 4.16. Конструкция составного анода рентгеновской трубки:

1 — тело анода; 2 — центральная трубка; 3 — стеклянная ножка; 4 — коваровое кольцо; 5 — мишень

или прямоугольной формы толщиной 2—3 мм и медное тело 1 (рис. 4.16). Такие аноды наиболее полно удовлетворяют перечисленным выше требованиям.

В качестве мишеней применяют различные материалы. В трубках, предназначенных для получения тормозного излучения, мишень изготовляют из вольфрама. Этот металл имеет большой атомный номер ($Z=74$), что обеспечивает получение высокой интенсивности тормозного излучения. Вольфрам является самым тугоплавким после углерода элементом (его температура плавления составляет 3400°C) и отличается низкой упругостью паров при высоких температурах. Это позволяет подводить к аноду с вольфрамовой мишенью большие мощности.

При проведении структурного и спектрального анализов используют, как правило, характеристическое излучение определенной жесткости. В этом случае мишени изготовляют из материала, характеристическое излучение которого требуется получить, например, хрома ($Z=24$), железа ($Z=26$), меди ($Z=29$), молибдена ($Z=42$), серебра ($Z=47$) и др.

Применение меди в качестве материала тела анода обусловлено прежде всего ее высокими тепловыми характеристиками. Большая теплопроводность меди обеспечивает быстрый отвод тепла от мишени к охлаждающему устройству анода. Благодаря высокой теплоемкости этого металла тело анода способно при допустимом нагреве аккумулировать большое количество тепла в режиме кратковременных нагрузок, когда мощность к мишени подводится в течение малого промежутка времени. Медь имеет достаточно высокую (1083°C) температуру плавления, обладает хорошими вакуумными свойствами, легко обрабатывается механически.

Для обеспечения надежного теплового контакта мишени с телом анода разработаны специальные методы их соединения. Хром и серебро на поверхности медного тела наносят электролитически. Мишени из железа, никеля и некоторых других металлов соединяют с медью методом диффузионной сварки. Хороший тепловой контакт с медью мишеней из вольфрама получают способом отливки.

Для отливки анодов используют разборный графитовый тигль, конструкция которого показана на рис. 4.17. На подставке 5, скошенной под заданным углом, устанавливают предварительно омедненную мишень 4. Ее положение фиксируют с помощью молибденовых проволочек 3. В тигль помещают болванку 1 из бескислородной меди вакуумной плавки.

Тигль с мишенью и медной болванкой устанавливают под кварцевым колпаком, который откачивают до давления 10^{-5} мм рт. ст. На колпак надевают катушку колебательного контура высокочастотного генератора. Разогрев тигля осуществляется токами высокой частоты, медь плавится, обволакивает мишень и заполняет весь объем тигля. Затем генератор отключают, тигль остывает и из него извлекают отлитые аноды. При правильном режиме отливки получается медь крупнокристаллической структуры, обладающая особенно хорошей теплопроводностью. Отлитые аноды в дальнейшем обрабатывают механически.

Опыт разработки и эксплуатации рентгеновских трубок показывает, что для медного анода с вольфрамовым зеркалом удельная нагрузка p_0 (т. е. мощность, приходящаяся на единицу площади S действительного фокусного пятна) может быть принята равной: при длительной непрерывной работе трубки 40—60 Вт/мм²; при работе в течение 1 с (секундная удельная нагрузка) 150—200 Вт/мм². Эти значения являются ориентировочными, так как величина удельной нагрузки зависит от формы и размеров фокусного пятна, геометрии анода и других факторов. При уменьшении размеров фокусно-

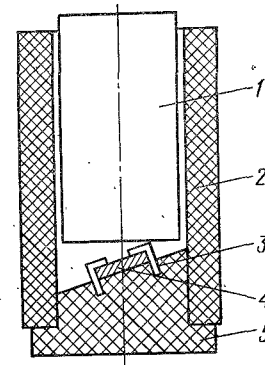


Рис. 4.17. Тигль для отливки анодов:

1 — медная болванка; 2 — корпус тигля; 3 — молибденовая проволочка; 4 — мишень; 5 — подставка

го пятна допустимая удельная нагрузка возрастает; для узкого линейного фокуса она выше, чем для круглого фокуса той же площади.

Таким образом, величина мощности, которую можно подвести к мишени трубки, равна

$$P = p_0 S.$$

Например, для трубки с действительным фокусным пятном площадью $S = 20 \text{ мм}^2$ в непрерывном режиме ($p_0 = 50 \text{ Вт/мм}^2$) имеем $P = 1 \text{ кВт}$.

Мощность, выделяемая на мишени электронным пучком, должна непрерывно отводиться, так как в противном случае может произойти перегрев анода и выход трубки из строя.

В мощных рентгеновских трубках, работающих в режиме непрерывного включения, охлаждение анодов осуществляется проточной жидкостью (вода, трансформаторное масло). Конструкция анода с проточным охлаждением показана на рис. 4.16. Жидкость поступает в полость анода по центральной трубке 2, омывает торцевую часть охлаждаемой поверхности и выходит из анода через кольцевой зазор между трубкой и цилиндрической частью охлаждаемой поверхности. Величина мощности, отводимой от анода, при этом может быть рассчитана по формуле

$$P = (t_c - t_{ж}) (\alpha_1 S_1 + \lambda S_2 m \text{ th } ml),$$

где t_c — температура торцевой поверхности; $t_{ж}$ — средняя температура охлаждающей жидкости; α_1 — коэффициент теплоотдачи торцевой поверхности; S_1 — площадь торцевой поверхности; λ — коэффициент теплопроводности материала тела анода (меди); S_2 — площадь поперечного сечения металла трубчатой части анода; $m = \sqrt{\frac{\alpha_2 L}{\lambda S_2}}$; α_2 — коэффициент теплоотдачи цилиндрической части охлаждаемой поверхности; L — периметр торца.

При расчете температурами t_c и $t_{ж}$ задаются. Максимально допустимую температуру торца обычно принимают равной $t_c = 110^\circ \text{С}$ при охлаждении анода водой и $t_c = 220^\circ \text{С}$ — при охлаждении трансформаторным маслом. Величины коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 сложным образом зависят от физических свойств и скорости движения жидкости, геометрии системы охлаждения и других факторов. Для определения этих коэффициентов получены эмпирические формулы, которые можно найти в ряде пособий по тепловым расчетам, в частности, в книге Ф. Н. Хараджа (см. литературу).

Система охлаждения анодов мощных современных трубок на напряжение 150—300 кВ имеет более сложное устройство (рис. 4.18). Охлаждающей жидкостью в этом случае является трансформаторное масло. Для улучшения теплоотвода в теле анода установлена бифилярная спираль 5 («улитка») из медной ленты. Масло подается в тело анода по центральной трубке, которая (в готовом приборе) надевается на патрубок 6 «улитки». Растекаясь по кана-

лам спирали, масло вначале омывает торец охлаждаемой поверхности, а затем ее цилиндрическую часть. Анод через ковровое кольцо 8 спаян со стеклянной трубкой — анодной ножкой 9. Для ослабления неиспользуемого рентгеновского излучения служит массивный чехол 1, который улавливает также вторичные электроны, выбитые из мишени. Рабочий пучок излучения выходит через окно в чехле, закрытое бериллиевым диском 2.

Рентгеновские трубки небольшой мощности обычно снабжают радиаторным охладителем, который плотно надевается на массивный медный стержень, впаянный в тело анода. Трубки с радиатором могут работать на воздухе или в трансформаторном масле. Теплоотдача радиаторов в масле более интенсивная, чем на воздухе. Охладитель в виде радиатора имеет многие диагностические трубки.

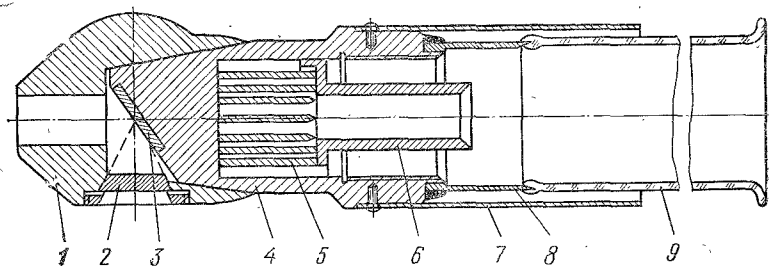


Рис. 4.18. Конструкция анода мощной рентгеновской трубки с проточным охлаждением маслом:

1 — чехол; 2 — бериллиевый диск; 3 — мишень; 4 — тело анода; 5 — «улитка»; 6 — патрубок; 7 — экран; 8 — ковровое кольцо; 9 — стеклянная анодная ножка.

Другие конструкции анодов рентгеновских трубок, а также мишеней, применяемых в специальных рентгеновских приборах, показаны на рис. 4.19.

Мишень теневых микроскопов с магнитной фокусировкой (рис. 4.19, а) изготавливают из тонкой фольги. Остросфокусированный электронный луч 1 образует на поверхности фольги фокусное пятно малых (порядка 1 мкм) размеров. Мишень служит не только для торможения электронов, но одновременно выполняет функцию выходного окна для излучения 2, которое проходит фольгу «на просвет». Такие мишени называются «прострельными». Основное достоинство мишеней «прострельного» типа состоит в том, что они позволяют исследуемый объект, находящийся вне прибора, максимально приблизить к фокусному пятну. Для получения контрастной теневой картины используют мягкое излучение, генерируемое при напряжении 8—10 кВ. Поэтому толщина фольги должна быть небольшой (1—2 мкм), в противном случае ослабление излучения мишенью будет значительным. Обычно применяют фольгу из вольфрама, золота, меди или серебра. Ввиду малой мощности, выделяющейся в фокусном пятне (около 0,1 Вт), каких-либо специальных мер для охлаждения мишени не требуется. Достичь большую мощ-

ность при указанном размере фокуса и ускоряющем напряжении практически невозможно.

Для получения теневых проекций в рентгеновской микроскопии применяют также трубки с игольчатым анодом (рис. 4.19, б). Анод изготавливают из тонкой вольфрамовой проволоки, заточку острия производят электролитическим методом. Вершина анода, бомбардируемая электронами 1, служит «точечным» источником рентгеновского излучения 2. Отвод тепла от вершины осуществляется за счет теплопроводности тонкой вольфрамовой проволоки. Поэтому допустимая мощность для таких анодов оказывается очень небольшой.

Аноды импульсных рентгеновских трубок обычно выполняют также в форме иглы, однако они являются более массивными.

В современных рентгеновских трубках для диагностики используют массивные вращающиеся мишени (рис. 4.19, в) в виде дисков конической формы, изготовленные из вольфрама или других тугоплавких материалов. При вращении диска энергия электронного пучка распределяется по кольцевой дорожке большой площади. Поэтому к мишени может быть подведена в течение короткого промежутка времени очень большая мощность. При работе трубки анод сильно разогревается и отдает тепло путем лучеиспускания.

Температура T_{ϕ} фокусного пятна рентгеновской трубки, работающей в режиме кратковременной нагрузки, зависит от времени τ приложения нагрузки:

$$T_{\phi} = k_a p_0 \sqrt{\tau},$$

где k_a — коэффициент, зависящий от теплоемкости и теплопроводности материала анода.

Приведенная формула получена для идеализированного анода и справедлива при $\tau < 0,01$ с.

В некоторых типах рентгеновских трубок для терапии, структурного и спектрального анализов применяют двухслойные аноды «прострельного» типа (рис. 4.19, г). Такой анод представляет собой сочетание тонкой пленки — мишени (в которой происходит торможение электронов 1 и возбуждение излучения 2) и легкоатомной бериллиевой подложки. Роль подложки может выполнять вы-

ходное окно трубки. Мишень на подложку наносят методом вакуумного испарения или электролитическим методом.

Важное значение имеет правильный выбор толщины мишени. Если пленка слишком тонкая, то электроны проходят ее насквозь и тормозятся в легкоатомной подложке. Интенсивность излучения при этом оказывается небольшой. В случае чрезмерно толстой мишени торможение электронов и возбуждение излучения происходит в ее приповерхностном слое. Остальная часть толстой мишени вызывает ослабление выходящего в направлении подложки излучения. Следовательно, при данном ускоряющем напряжении максимальная интенсивность излучения достигается тогда, когда мишень имеет вполне определенную (оптимальную) толщину.

Условия отвода тепла от анодов «прострельного» типа в трубках затруднены, особенно в тех случаях, когда анод целиком находится внутри вакуумного объема прибора и не соприкасается с воздушной средой. Поэтому мощность, которую можно подвести к аноду, невелика.

§ 4.6. ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ В РЕНТГЕНОВСКИХ ПРИБОРАХ

Бомбардировка поверхности мишени термоэлектронами, приводящая к генерированию рентгеновского излучения, сопровождается рядом дополнительных эффектов, которые, как правило, ухудшают условия работы отдельных элементов прибора и тем самым предъявляют дополнительные требования к их конструкции. В первую очередь к ним относятся нагревание фокуса и вторичная электронная эмиссия.

Явление вторичной электронной эмиссии состоит в том, что тело под воздействием на него первичного электронного потока испускает электроны, называемые вторичными. Вторичная эмиссия вызывает появление внутри прибора дополнительных электрических зарядов, которые оказывают вредное влияние на его работу. Наиболее сильно это влияние сказывается на работе рентгеновских трубок.

Объяснение влияния вторичной электронной эмиссии на работу рентгеновской трубки, а также правильное конструирование отдельных элементов прибора невозможно без знания основных закономерностей вторичной эмиссии.

При бомбардировке мишени пучком первичных электронов часть из них упруго отражается, т. е. рассеивается на большие углы без потери энергии, другая часть рассеивается и тормозится в веществе. Результатом торможения является образование медленных, истинно вторичных электронов, т. е. электронов вещества, получивших энергию, достаточную для выхода из мишени. Таким образом, в потоке вторичных электронов имеются три группы: упруго отраженные электроны с энергией, близкой к энергии первичных электронов; медленные, истинно вторичные электроны с небольшой

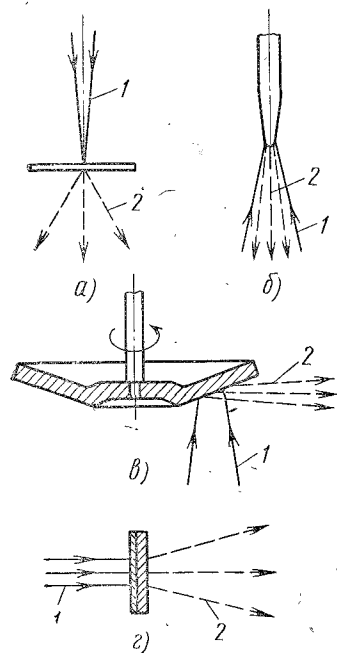


Рис. 4.19. Типы анодов и мишеней рентгеновских приборов:

а — мишень «прострельного» типа; б — игольчатый анод; в — вращающаяся мишень; г — анод «прострельного» типа; 1 — электронный луч; 2 — рентгеновское излучение

энергией; неупруго отраженные электроны, т. е. первичные электроны, потерявшие часть своей энергии.

Число вторичных электронов, определяемое коэффициентом вторичной эмиссии σ , их энергия, а также пространственное распределение зависят в первую очередь от энергии W бомбардирующих электронов.

На рис. 4.20 представлены зависимости коэффициента вторичной эмиссии σ в области больших энергий W первичных электронов. Сплошные линии определяют зависимость $\sigma = f(W)$, пунктирные — зависимость от W отношения числа n_v вторичных электронов с энергией больше 800 эВ (в основном упруго и неупруго отраженных электронов) к общему числу n первичных электронов: $\gamma = n_v/n$.

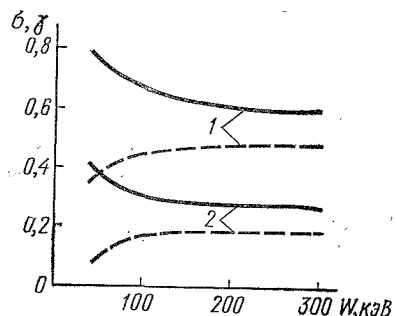


Рис. 4.20. Зависимость коэффициентов σ и γ от энергии W первичных электронов для вольфрама (1) и железа (2)

Разность ординат кривых дает зависимость от W числа медленных, истинно вторичных электронов. Нетрудно видеть, что их число уменьшается с увеличением энергии W и при $W > 50$ кэВ основную долю вторичных электронов составляют электроны с высокой энергией. Коэффициент вторичной эмиссии σ при больших энергиях W растет с увеличением атомного номера материала мишени.

В области энергий $W < 50$ кэВ (на рисунке не показана) зависимость $\sigma = f(W)$ достигает максимума.

Для вольфрама (часто используемого в качестве мишени) этот максимум находится при $W = 700$ эВ и равен $\sigma_m = 1,4$.

У металлов энергетический спектр вторичных электронов характеризуется двумя отчетливо выраженными максимумами, один из которых находится в области малых энергий, а другой почти соответствует энергии первичных электронов. Второй максимум обусловлен группой упруго отраженных первичных электронов; максимум в области низких энергий соответствует наиболее вероятной энергии медленных электронов. В области между максимумами распределение вторичных электронов по энергиям является практически равномерным.

Угловое распределение вторичных электронов для массивной металлической мишени при нормальном падении пучка первичных электронов весьма близко к косинусоидальному. Некоторое изменение угла падения не оказывает существенного влияния на диаграмму распределения.

Таким образом, при работе рентгеновской трубки образуется большое число вторичных электронов. Они разлетаются во все стороны и имеют широкий энергетический спектр, в котором имеются электроны высоких энергий. Часть вторичных электронов, попадая на стеклянный баллон трубки, заряжает его, что приводит к пони-

жению потенциала отдельных участков баллона. В результате распределение потенциала вдоль баллона трубки становится неравномерным. Траектории вторичных электронов имеют значительную длину, что обуславливает большую вероятность ионизации остаточного газа. Этот эффект усугубляется еще и тем, что среди вторичных электронов есть электроны с малыми энергиями, обладающие высокой ионизирующей способностью по сравнению с быстрыми электронами.

При работе рентгеновской трубки ее стеклянный баллон может быть нагрет до высокой температуры (150—200°С). Попадание на нагретый баллон вторичных электронов приводит к электролизу стекла, который сопровождается газоотделением и повышением давления внутри трубки. Это увеличивает вероятность пробоев внутри прибора и сокращает срок его службы.

Вторичные электроны движутся в тормозящем электрическом поле, поэтому длина их траектории существенным образом зависит от конфигурации междueleктродного пространства и угла вылета из анода. Расчеты показывают, что в простейшем случае, когда катод и анод являются плоскими, наибольшую дальность разлета имеют вторичные электроны, вылетевшие под углом 45° к плоскости анода.

Часть вторичных электронов возвращается обратно на анод. Имея большие энергии, эти электроны возбуждают так называемое афокальное рентгеновское излучение, т. е. излучение вне фокуса. При использовании трубки для просвечивания афокальное излучение приводит к размытию теневой картины.

Поскольку исключить вторичную эмиссию не представляется возможным, при конструировании приборов принимают меры, направленные на возможно большую локализацию вторичных электронов. Для трубок радикальной мерой является применение анодного чехла, который препятствует разлету электронов и поглощает неиспользуемое рентгеновское излучение.

§ 4.7. ОБОЛОЧКА РЕНТГЕНОВСКИХ ПРИБОРОВ

Оболочка рентгеновского прибора предназначена для отделения вакуумного объема от окружающей среды, обеспечения изоляции электродов друг от друга и закрепления их в определенном положении.

К материалу, из которого изготавливается оболочка, предъявляется ряд требований. Прежде всего он должен: быть вакуумно-плотным; хорошо обезгаживаться; образовывать спай с металлами, применяемыми для изготовления вводов; быть хорошим изолятором. Поскольку трубка является высоковольтным генератором излучения, материал ее оболочки должен обладать некоторыми дополнительными свойствами. Он должен незначительно ослаблять рентгеновское излучение, сохранять неизменными свои диэлектрические свойства при воздействии сильных электрических полей и рентгеновского излучения.

Материала, который полностью удовлетворял бы перечисленным требованиям, не существует. Поэтому оболочка рентгеновских приборов часто представляет собой сложную конструкцию, в которой используются различные материалы, позволяющие в совокупности удовлетворять этим требованиям в максимальной степени. Часто оболочка прибора состоит из диэлектрического баллона и металлического корпуса. Баллоны большинства рентгеновских трубок изготавливают из стекла. В некоторых разборных трубках используют керамику, обладающую высокими механическими свойствами и допускающую более высокий нагрев.

В современных рентгеновских трубках отечественного производства наиболее широко применяют стекло С47-1, обладающее хорошими диэлектрическими, вакуумными и термическими свойствами. Оно имеет высокую температуру размягчения (580—600°С) и образует вакуумно-плотные спаи с такими металлами, как молибден и ковар.

Форма баллона определяется назначением, мощностью и максимальным рабочим напряжением трубки. Мощные высоковольтные

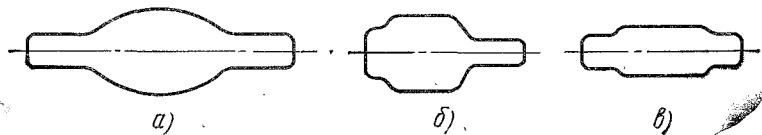


Рис. 4.21. Форма баллонов рентгеновских трубок

трубки (для просвечивания материалов, терапии и др.) имеют баллон с расширенной средней частью овальной формы (рис. 4.21, а). Благодаря большой поверхности стекла в средней части уменьшается его нагрев за счет теплоизлучения электродов. Снижение тепловой нагрузки на баллон очень важно, так как нагретое стекло в сильном электрическом поле подвержено электролизу, который протекает особенно интенсивно под действием бомбардировки вторичными электронами. Кроме того, расширенная средняя часть позволяет удалить стекло из области сильного электрического поля, что приводит к уменьшению вероятности пробоев.

В мощных диагностических трубках с вращающимся анодом на напряжение 100—150 кВ баллоны имеют форму, показанную на рис. 4.21, б. В маломощных трубках на небольшие напряжения баллон имеет форму, близкую к цилиндрической (рис. 4.21, в).

Баллоны изготавливают вручную методом выдувания в форму. Для этого используют разъемные литые формы из серого чугуна или селумина. Их выполняют в виде двух симметричных половин, соединенных между собой на петлях. В стенках каждой половины имеются небольшие отверстия, через которые в процессе выдувания баллона вытесняется заполняющий форму воздух. Изготовленные баллоны подвергают тщательному контролю. Для производства трубок отбирают экземпляры, обладающие хорошей осевой симметрией и не имеющие свилей, инородных включений и ца-

рапин. Толщина стенок в пределах любого поперечного сечения баллона должна быть одинаковой.

Длина l стеклянного баллона рентгеновской трубки определяется величиной максимального рабочего напряжения U и зависит от диэлектрических свойств окружающей среды:

$$l = U/E_d,$$

где E_d — допустимая напряженность электрического поля вдоль поверхности стекла.

При работе на воздухе в диапазоне напряжений $U < 200$ кВ величину E_d принимают равной 3—4 кВ/см.

Для уменьшения габаритов высоковольтных трубок в качестве внешней изоляции применяют трансформаторное масло, для которого $E_d = 5—6$ кВ/см. Использование масла благоприятно сказывается также на тепловом режиме стеклянной оболочки и анода.

Трубки на очень высокие напряжения (400—2000 кВ) работают в атмосфере сжатых газов. Баллон таких трубок выполняют секционированным. Он состоит из ряда стеклянных цилиндров, спаянных между собой через коваровые кольца. Обычно применяют кольца диаметром 70—80 мм и высотой 15—20 мм, изготовленные штамповкой из листового ковара толщиной 1 мм. Внутрь кольца впаивают диск с осевым отверстием большого диаметра, служащий для монтажа промежуточных электродов рентгеновской трубки.

При изготовлении секционированных баллонов применяют нагрев токами высокой частоты. Подлежащие соединению детали — два стеклянных цилиндра с расположенным между ними коваровым кольцом — укрепляют на специальной вертикальной штанге. Цилиндры своими торцами прижимаются к кольцу и тщательно центрируются. Снаружи на собранные детали надевают катушку колебательного контура высокочастотного генератора. После включения генератора коваровое кольцо постепенно нагревается вихревыми токами до красного каления. Соприкасающиеся с ним концы стеклянных заготовок размягчаются. Небольшим осевым усилением стеклянные цилиндры сближаются на несколько миллиметров, в результате чего кромки коварового кольца врезаются в расплавленное стекло и смачиваются им — образуется спай. Затем к свободному концу одного из стеклянных цилиндров припаивают следующее кольцо и цилиндр. Так постепенным наращиванием число секции доводят до требуемой величины.

Оболочка прибора, предназначенного для генерирования мягкого рентгеновского излучения, не может быть сделана целиком из стекла. Стекло С47-1, в состав которого входят такие элементы, как натрий ($Z=11$), кремний ($Z=14$), цинк ($Z=30$), сильно поглощает излучение с длиной волны более 0,12 нм. Для того, чтобы выпустить из трубки длинноволновое излучение, в ее вакуумной оболочке предусматривают специальные выходные окна.

Так как для мягкого излучения линейный коэффициент ослабления

$$\mu \approx \tau = k\rho Z^3\lambda^3,$$

то в качестве материала окна необходимо использовать вещества с малым атомным номером. Наиболее пригодным для этой цели является бериллий ($Z=4$, $\rho=1,84 \cdot 10^3$ кг/м³). Прозрачность бериллиевых окон для мягких лучей характеризуется следующими данными: при толщине окна 0,5 мм ослабление излучения с $\lambda=0,25$ нм происходит на 50%, а с $\lambda=0,1$ нм всего на 5%. Достоинство бериллия как материала окон рентгеновских приборов заключается также в том, что он имеет высокую температуру плавления (1284°С), устойчив против атмосферных воздействий и обладает хорошей теплопроводностью.

Значения линейного коэффициента ослабления бериллия для фотонов разной энергии могут быть найдены по графику, приведенному на рис. 4.22.

Бериллий непосредственно со стеклом не спаивается, поэтому оболочку соответствующих трубок делают из двух частей: стеклянного баллона и металлического корпуса, соединенных через коваровое кольцо. В корпус, который изготавливают из меди или стали, бериллиевые окна запаивают медно-серебряным припоем. В настоящее время разработана технология получения вакуумно-плотного бериллия толщиной до 200 мкм.

Наряду с бериллием в качестве материала выходных окон иногда используют слюду толщиной 15—20 мкм. Недостаток слюдяных окон состоит в том, что они разрушаются под действием бомбардировки вторичными электронами.

Вакуумная оболочка микроанализаторов, некоторых типов теневых микроскопов и других приборов, работающих при непрерывной откачке, как правило, является металлической. Для изоляции электродов служат керамические или стеклянные вставки. В оболочке имеются окна для выпуска излучения.

Влияние ослабляющего действия оболочки необходимо учитывать при расчете интенсивности излучения трубки.

Распределение интенсивности в спектре тормозного излучения идеализированной трубки (т. е. без учета ослабления излучения в веществе мишени и стенках оболочки) на расстоянии R от фокусного пятна с хорошим приближением может быть представлено формулой

$$J_{\lambda} = \frac{a}{4\pi R^2} IZ \frac{\lambda - \lambda_{\min}}{\lambda^3 \lambda_{\min}},$$

где a — постоянная.

Точно оценить ослабление излучения в мишени и стенках оболочки очень трудно. Однако можно задать некоторый слой материала (например, алюминия), ослабление излучения в котором эквивалентно ослаблению излучения в веществе мишени и стенках оболочки. Например, для диагностической трубки с вольфрамовой мишенью при напряжении 100 кВ алюминиевый эквивалент равен $x_0 \approx 3$ мм. Тогда для определения интенсивности излучения в рабочем пучке реальной трубки получаем выражение

$$J = \frac{a}{4\pi R^2} IZ \int_{\lambda_{\min}}^{\infty} \frac{\lambda - \lambda_{\min}}{\lambda^3 \lambda_{\min}} e^{-\mu_0(\lambda) x_0} d\lambda,$$

где $\mu_0(\lambda)$ — линейный коэффициент ослабления алюминия.

ГЛАВА 5

КОНСТРУКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ПРИБОРОВ

§ 5.1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ РАБОТЫ РЕНТГЕНОВСКИХ ПРИБОРОВ

В настоящее время промышленностью выпускается широкий ассортимент рентгеновских приборов, предназначенных для дефектоскопии, структурного и спектрального анализов, терапии и других целей. Несмотря на различия в назначении, конструкции и условиях эксплуатации, имеется ряд общих вопросов, характеризующих работу рентгеновских приборов. К ним относятся: электрическая характеристика, влияние электрического режима работы прибора на отдачу рентгеновского излучения, защита от неиспользуемого рентгеновского излучения и высокого напряжения.

Электрическая характеристика

Электрической характеристикой рентгеновского прибора называется зависимость тока I , проходящего через прибор, от ускоряющего (анодного) напряжения U . Вид электрических характеристик, снятых при различных значениях мощности накала $P_{\text{н}}$, представлен на рис. 5.1. Характеристики имеют два явно выраженных участка. Начальный участок каждой характеристики отличается большой крутизной. Здесь ток в сильной степени зависит от величины приложенного напряжения. На втором участке характеристики идут под малым углом к оси абсцисс практически параллельно ей. Этот участок называется участком насыщения. Изменение мощности накала катода мало влияет на величину тока на первом участке характеристики и существенно изменяет его

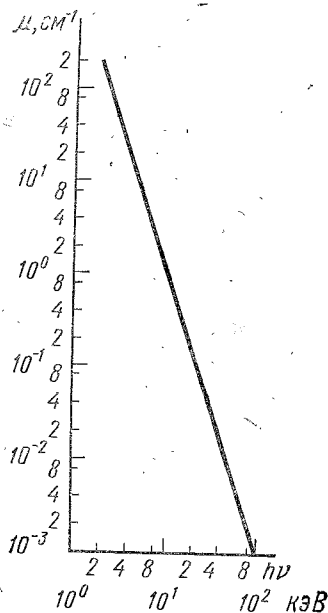


Рис. 4.22. Зависимость линейного коэффициента ослабления бериллия от энергии фотонов рентгеновского излучения

на участке насыщения. Такой вид электрической характеристики рентгеновского прибора с накаливаемым катодом обусловлен тем, что в качестве эмиттера используется вольфрам.

Когда рентгеновский прибор генерирует излучение, напряжение на нем велико и рабочая точка A находится на участке насыщения. При этом имеется возможность изменять ток через прибор и анодное напряжение независимо друг от друга, что очень важно для воспроизведения различных режимов работы прибора. Изменение тока через прибор (оно осуществляется регулировкой мощности накала катода) при постоянном анодном напряжении позволяет увеличивать или уменьшать интенсивность рентгеновского излучения, оставляя спектральный состав, т. е. жесткость лучей, неизменным.

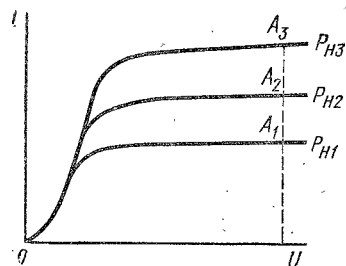


Рис. 5.1. Электрические характеристики рентгеновского прибора при различных значениях мощности накала катода: $P_{H1} < P_{H2} < P_{H3}$

Анодное напряжение рентгеновского прибора может быть постоянным, пульсирующим или переменным. Постоянное и пульсирующее анодные напряжения получаются при использовании выпрямительных схем с фильтрами или без них. При постоянном анодном напряжении положение рабочей точки фиксировано; она находится на участке насыщения электрической характеристики. Когда анодное напряжение изменяется во времени (пульсирующее или переменное), рабочая

точка непрерывно перемещается по характеристике. Поскольку характеристика нелинейна, изменение анодного тока во времени $i = f(t)$ не будет повторять зависимость $u = f(t)$.

Изменение во времени анодного напряжения и тока приводит к тому, что интенсивность генерируемого рентгеновского излучения и к. п. д. прибора уменьшаются.

Для примера рассмотрим случай, когда рентгеновская трубка имеет идеальную характеристику насыщения и работает в двухполупериодной схеме выпрямления. Интенсивность излучения при этом будет определяться соотношением

$$J = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} a U_m^2 I_{cp} \sin^2 \omega t dt = 0,5 a U_m^2 I_{cp}$$

где U_m — амплитуда анодного напряжения; I_{cp} — среднее значение тока через прибор; ω — круговая частота.

При постоянном анодном напряжении U_m и токе $I_0 = I_{cp}$ интенсивность излучения

$$J = a U_m^2 I_{cp}.$$

Следовательно, интенсивность излучения при пульсирующем напряжении оказывается в два раза меньше, чем при постоянном напряжении.

Изменение формы кривой анодного напряжения сказывается и на спектре излучения. Если амплитудное значение анодного напряжения равно величине постоянного напряжения, то минимальная длина волны в обоих случаях будет одинаковой. Однако жесткость излучения при питании прибора изменяющимся во времени анодным напряжением в среднем будет меньше, так как значительную часть периода излучение генерируется при напряжении, существенно меньшем амплитудного.

Таким образом, для получения максимальной интенсивности, к. п. д. и жесткости рентгеновского излучения желательно использовать постоянное анодное напряжение. Но при этом усложняются условия работы прибора, так как он все время находится под высоким напряжением и малейшее нарушение электрической прочности приводит к пробое. Кроме того, для обеспечения такого режима работы требуется схема выпрямления с емкостными фильтрами, что усложняет условия эксплуатации прибора.

Более устойчиво работают рентгеновские приборы на пульсирующем анодном напряжении. В этом режиме опасность пробоев уменьшается, так как напряжение не остается постоянным. Начавшиеся частичные пробои прерываются, когда анодное напряжение уменьшается или достигает нуля. Более простой при этом является и схема выпрямления.

Режим работы рентгеновского прибора при переменном анодном напряжении с точки зрения простоты схемы является наиболее предпочтительным. Однако при этом прибор должен выдерживать как прямое, так и обратное напряжения, что предъявляет дополнительные требования к конструкции, усложняя ее.

Защита от неиспользуемого рентгеновского излучения и высокого напряжения

Рентгеновские приборы представляют собой устройства повышенной опасности. Она обусловлена высоким рабочим напряжением, а также наличием проникающей радиации, которая при длительном воздействии на обслуживающий персонал может привести к тяжелым последствиям. Поэтому при конструировании рентгеновских приборов и установок принимают меры, направленные на обеспечение безопасной работы обслуживающего персонала. Приборы, удовлетворяющие требованиям защиты от рентгеновского излучения и высокого напряжения, называют безопасными. Электрическая безопасность достигается тем, что источник высокого напряжения и рентгеновский прибор, как правило, помещают в закрытые заземленные кожухи. Если они находятся на некотором удалении друг от друга, то соединяются между собой высоковольтным кабелем.

Защиту от неиспользуемого рентгеновского излучения осуществляют:

1) защитным устройством, являющимся частью конструкции прибора; 2) защитным кожухом, стенки которого изнутри покрывают свинцом [этот металл имеет высокий атомный номер ($Z=82$) и сильно ослабляет рентгеновские лучи]; 3) комбинацией двух названных выше способов.

При эксплуатации рентгеновских приборов, помимо защиты от неиспользуемого излучения, необходима защита от вторичного (рассеянного) излучения.

Защиту от вторичного излучения, а также от основного пучка лучей осуществляют: 1) стеной, отделяющей место, где находится рентгеновский прибор, от помещения, в котором располагается обслуживающий персонал; 2) защитными ширмами, спецодеждой и т. п.

Маркировка рентгеновских приборов

Маркировка (условное обозначение) прибора отражает его назначение, а иногда и основные параметры. Маркировка наиболее обширной группы рентгеновских приборов — рентгеновских трубок — регламентируется ГОСТ 8490—66 «Трубки рентгеновские электронные. Общие технические требования». Он устанавливает маркировку, основные понятия и термины, а также условия эксплуатации рентгеновских трубок. В соответствии с ГОСТом маркировка трубок включает в себя комбинацию цифр и букв. Первая цифра означает предельно допустимую мощность трубки в киловаттах, секундную — для диагностических и длительную — для других типов. Далее следуют буквы, первая из которых означает характер защиты от рентгеновских лучей, вторая — назначение трубки, третья — систему охлаждения. Например, первая буква: Р — трубка с защитой от неиспользуемого излучения (защита от высокого напряжения не предусмотрена); Б — безопасная трубка (для работы в защитном кожухе или в одном баке с высоковольтным трансформатором). Вторая буква: Д — диагностика; Т — терапия; П — дефектоскопия (просвечивание); С — структурный анализ; Х — спектральный анализ. Третья буква: К — воздушное радиаторное охлаждение; М — масляное радиаторное (или проточное) охлаждение; В — водяное охлаждение; отсутствие буквы означает охлаждение лучеиспусканием. Следующая за буквами цифра соответствует условному номеру типа трубки в данной группе. Последняя цифра указывает предельно допустимое анодное напряжение в киловольтах.

Например, марка 3-БДМ2-100 означает: диагностическая трубка с масляным охлаждением с секундной мощностью 3 кВт на напряжение 100 кВ для работы в защитном кожухе; условный номер 2. В обозначениях трубок для структурного анализа вместо напряжения указывается материал мишени анода, например, 0,4-БСВ6-Мо — трубка с мишенью из молибдена.

§ 5.2. ТРУБКИ ДЛЯ ПРОСВЕЧИВАНИЯ МАТЕРИАЛОВ

Просвечивание материалов рентгеновским излучением (рентгенодефектоскопия) производится с целью исследования их внутреннего строения. Этот метод основан на изучении теневой картины, возникающей вследствие различного ослабления излучения при прохождении через разнородные участки образца. Рентгенодефектоскопия позволяет установить в исследуемом образце наличие, размеры и местоположение макроскопических дефектов. Теневая картина обычно регистрируется на фотопленке (рентгенография) или наблюдается на флюоресцирующем экране (рентгеноскопия).

При прохождении через различные участки образца (рис. 5.2), имеющего инородное включение, рентгеновские лучи будут ослабляться по-разному. Отношение их интенсивностей в точках А и В составит:

$$\frac{J_B}{J_A} = \frac{J_0 e^{-[\mu_1(d-x) + \mu_2 x]}}{J_0 e^{-\mu_1 d}} = e^{(\mu_1 - \mu_2)x},$$

где J_0 — интенсивность падающего излучения; μ_1, μ_2 — линейные коэффициенты ослабления для материалов образца и включения; d, x — соответственно их толщины.

Если пренебречь рассеянием излучения, то для определения коэффициентов μ_1 и μ_2 можно воспользоваться приближенными выражениями:

$$\mu_1 = b_1 \rho_1 \lambda^3 Z_1^3,$$

$$\mu_2 = b_2 \rho_2 \lambda^3 Z_2^3.$$

Здесь ρ_1 и ρ_2 — плотности, а Z_1 и Z_2 — атомные номера материалов образца и включения; b_1 и b_2 — постоянные коэффициенты; λ — длина волны излучения.

Следовательно,

$$\frac{J_B}{J_A} = e^{(b_1 \rho_1 Z_1^3 - b_2 \rho_2 Z_2^3) \lambda^3 x}.$$

Из этой формулы видно, что отношение J_B/J_A , определяющее контраст изображения, тем выше, чем больше длина волны λ . Однако использовать для просвечивания очень мягкие лучи нецелесообразно, так как с увеличением λ резко возрастает длительность экспозиции. Поэтому для каждого образца выбирают оптимальную жесткость излучения. Ввиду разнообразия объектов исследования она должна меняться в широких пределах.

На практике просвечивание ведут не монохроматическим, а тормозным излучением, спектральный состав которого регулируют изменением напряжения на трубке; следовательно, рентгеновские трубки для дефектоскопии должны допускать регулировку напряжения в широкой области. В диапазоне до 300 кВ они имеют обычную двухэлектродную конструкцию. При напряжениях 400—2000 кВ

применяют секционированные трубки. Для просвечивания массивных образцов из тяжелоатомных материалов используют жесткое тормозное излучение электронных ускорителей.

Границы теневого изображения должны быть резко очерчены, поэтому фокус этого типа должен иметь малые размеры.

Для сокращения времени получения снимка и повышения производительности дефектоскопических лабораторий и участков необходимо применять излучение большой интенсивности. Поэтому трубки для просвечивания рассчитывают на большую мощность. Большие длительные нагрузки обеспечиваются линейным фокусом и эффективным проточным охлаждением анода.

Метод рентгенографии с успехом используют при исследовании некоторых динамических процессов и явлений, протекающих с большой скоростью. Во избежание размазывания снимка для просвечивания применяются короткие (10^{-6} — 10^{-7} с) мощные вспышки излучения. Их генерирование осуществляется специальными импульсными рентгеновскими трубками.

Трубки просвечивающего типа с очень малым (порядка 1 мкм) фокусом служат для изучения микроскопического строения объектов методами проекционной (теневого) рентгеновской микроскопии.

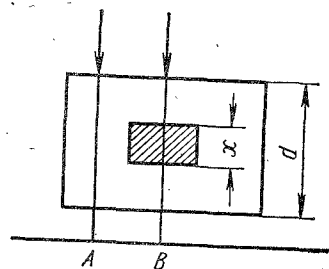


Рис. 5.2. К оценке ослабления излучения при прохождении через неоднородный образец

Двухэлектродные трубки

На рис. 5.3 показана конструкция трубки мощностью 1 кВт на напряжение 60 кВ для просвечивания образцов из легкоатомных материалов. Трубка имеет линейный фокус. Вольфрамовая мишень массивного медного анода 2 наклонена к оси прибора под углом 60° . Вакуумная оболочка трубки состоит из медного корпуса 1, в который впаян анод и бериллиевое окно для выпуска излучения, а также стеклянного баллона 6. Корпус и баллон соединены друг с другом через коваровое 5 и промежуточное стальное 3 кольца. Толстостенный корпус в сильной степени ослабляет неиспользуемое излучение, идущее в радиальных направлениях; излучение в аксиальных направлениях поглощается анодом и фокусирующим устройством катода. Анод трубки заземляют, а высокий отрицательный потенциал на катод 4 и питание нити накала подают с помощью высоковольтного кабеля. Конец кабеля входит в полость катодной ножки и прижимается к цоколю 7. Заземленный анод охлаждается проточной водой непосредственно от водопровода.

Различные типы современных трубок для просвечивания на более высокие напряжения (150—250 кВ) конструктивно мало отличаются друг от друга. Они, как правило, имеют: баллон с оваль-

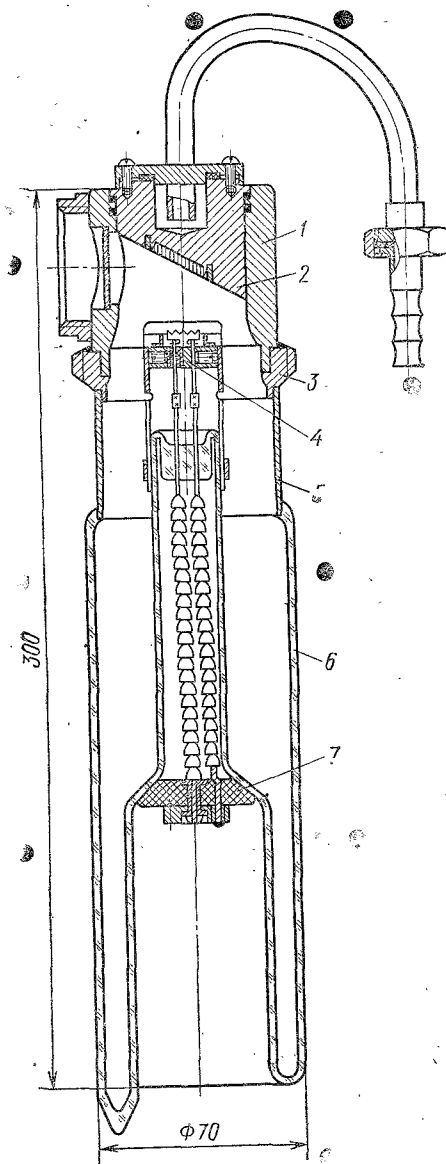


Рис. 5.3. Конструкция трубки для просвечивания типа 1-БПВ-60:

1 — корпус; 2 — анод; 3 — стальное кольцо; 4 — катод; 5 — коваровое кольцо; 6 — баллон; 7 — цоколь

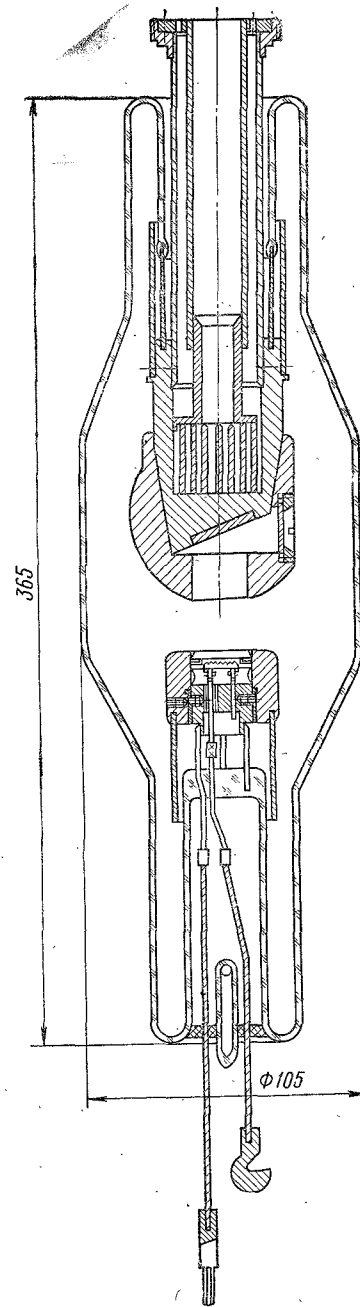


Рис. 5.4. Конструкция мощной трубки для просвечивания на напряжение 250 кВ

ной средней частью; катод с цилиндрической нитью накала и массивным фокусирующим устройством; анод с вольфрамовой мишенью и массивным медным чехлом для защиты от неиспользуемого излучения. Трубки работают в масле в защитном заземленном кожухе. Их аноды охлаждаются проточным маслом. Мощность трубок составляет 1,5—4,0 кВт. Примером может служить рентгеновская трубка мощностью 2,5 кВт на напряжение 250 кВ, конструкция которой изображена на рис. 5.4.

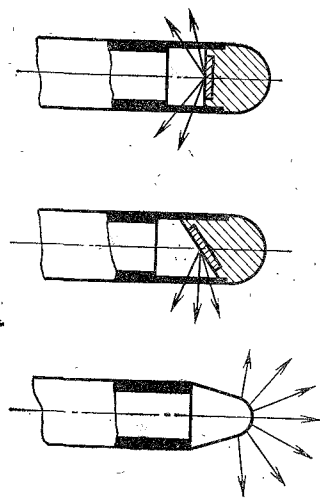


Рис. 5.5. Типы полых анодов

При просвечивании полых объектов (паровых котлов, труб, орудийных стволов), а также различных образцов сложной формы выгодно ввести источник излучения — фокус трубки — внутрь объекта, а фотопленку расположить снаружи. Например, полный снимок стыкового сварного шва двух труб можно получить в один прием, если фокус расположить в соответствующем месте на оси труб, а шов обернуть фотопленкой снаружи. Для проведения подобных дефектоскопических работ созданы рентгеновские трубки с вынесенным полым анодом.

Полый анод представляет собой длинную медную трубу, расположенную по оси прибора и далеко выступающую за пределы стеклянного баллона. Сфокусированный электронный пучок проходит вдоль оси трубы и тормозится на мишени, установленной у закрытого конца трубы. Полые аноды могут

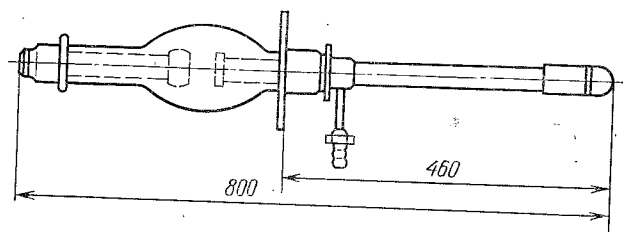


Рис. 5.6. Трубка с вынесенным полым анодом

иметь в зависимости от назначения трубки различные конструктивные решения (рис. 5.5). Они позволяют получить кольцевой или преимущественно направленный пучок лучей, а также пучок, распределенный в пределах большого телесного угла. В последнем случае анод имеет «прострельную» мишень в виде колпачка.

Схематически двухэлектродная трубка с вынесенным полым анодом показана на рис. 5.6. Анод имеет вольфрамовую мишень; он заземляется и охлаждается проточной водой. Так как расстояние

катод-мишень в трубке большое, то для фокусировки электронов применяется дополнительная магнитная катушка (на рисунке не показана), которая надевается на анодную трубу снаружи. Регулировкой тока через катушку можно изменять размеры фокусного пятна. Диаметр фокусного пятна составляет 5 мм при мощности 1,4 кВт и 9 мм — при мощности 2 кВт. Трубка рассчитана на максимальное напряжение 200 кВ.

Благодаря большой длине полого анода вторичные электроны, выбитые из мишени, не попадают на стенки стеклянного баллона. Это повышает устойчивость работы трубки и увеличивает ее долговечность.

Секционированные трубки

Одной из основных проблем при разработке рентгеновских трубок на очень высокие напряжения (более 400 кВ) является обеспечение электрической прочности прибора при небольших его габаритах. Эту проблему решают секционированием трубок.

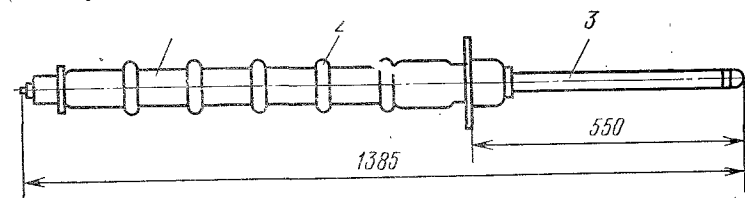


Рис. 5.7. Конструкция секционированной трубки:
1 — баллон; 2 — промежуточные электроды; 3 — вынесенный полый анод

В секционированной трубке между катодом и анодом устанавливают ряд промежуточных электродов, на которые подаются потенциалы определенной величины, что способствует более равномерному распределению электрического поля вдоль трубки и повышает ее электрическую прочность.

Разработка отдельных узлов и конструкции трубки в целом, выбор материалов, а также технология изготовления прибора должны быть направлены на то, чтобы:

- 1) исключить возможность появления токов автоэмиссии;
- 2) избежать рассеяния электронного пучка и попадания электронов на стенки баллона и промежуточные электроды;
- 3) нейтрализовать действие вторичных электронов, выбитых из мишени;

4) обеспечить поверхностную электрическую прочность баллона. Методы решения этих задач рассмотрим на примере секционированной трубки на 400 кВ (рис. 5.7).

Трубка состоит из шести секций и имеет заземленный вынесенный полый анод 3, охлаждаемый проточной водой. Полый анод улавливает вторичные электроны, препятствуя их попаданию на стенки баллона 1. В стеклянный баллон прибора впаяны промежуточные электроды 2. Их конструкция показана на рис. 5.8. На

коваровых кольцах 4 укреплены ускоряющие цилиндрические электроды 2 из нержавеющей стали. Во избежание холодной эмиссии ускоряющие электроды тщательно отполированы, а их торцы закруглены. Каждая пара цилиндрических электродов образует электростатическую линзу, фокусирующую электронный пучок. Благодаря электростатической фокусировке электроны практически не попадают на промежуточные электроды. Расстояние между цилиндрическими электродами невелико, поэтому небольшой оказывается и вероятность попадания на баллон 3 электронов, рассеянных на молекулах остаточного газа. Для обеспечения поверхностной электрической прочности трубка своей стеклянной частью помещена в

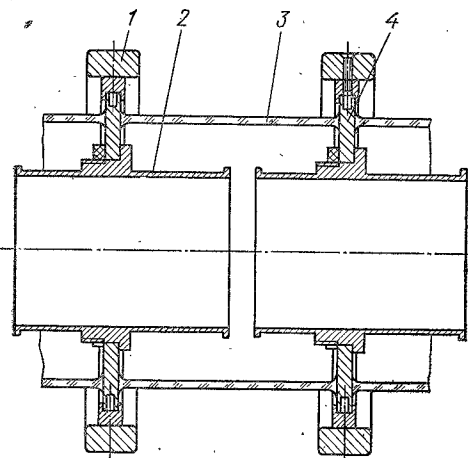


Рис. 5.8. Конструкция промежуточных электродов секционированной трубки:
1 — выравнивающие электроды; 2 — ускоряющие электроды; 3 — стеклянный баллон; 4 — коваровые кольца

масло, в общий бак с высоковольтным трансформатором. Из заземленного бака выступает только полый анод, поэтому установка с трубкой является электробезопасной.

К коваровым кольцам снаружи крепятся выравнивающие электроды 1, выполненные из алюминия. Они уменьшают градиент поля вблизи спаев коvara со стеклом. Трубка имеет круглое фокусное пятно, размеры которого могут регулироваться с помощью магнитной катушки; она надевается на анод снаружи и располагается вблизи анодного фланца. Мощность трубки составляет 1,5 кВт при диаметре фокусного пятна около 6 мм.

Аналогичную конструкцию имеют трубки на напряжении 1000 и 2000 кВ, однако они работают в сжатом газе, что предъявляет повышенные требования к их механической прочности.

Секционированная трубка на 1000 кВ отечественной разработки имеет полную длину 1,85 м при длине стеклянной части 0,7 м. Трубка работает в одном баке с высоковольтным трансформатором в атмосфере сжатого газа при давлении 10 ат. Наибольшая допустимая мощность, рассеиваемая анодом, равна 1,5 кВт. Фокусное пятно имеет диаметр 1—5 мм, его размер регулируется изменением тока магнитной линзы. С целью увеличения механической прочности трубки в катодном узле использована вместо стеклянной металлическая ножка. Фокусирующая головка катода изолирована от нити накала, что позволяет управлять током электронного пучка. Трубка снабжена подогревным титановым газопоглотителем, который расположен в катодном узле. Газопоглотитель предназначен

для улучшения вакуума в приборе после откачки, а также для длительных перерывов в работе.

§ 5.3. ИМПУЛЬСНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ТРУБКИ

Импульсные трубки предназначены для генерирования импульсов рентгеновского излучения. Импульсный режим работы системы с использованием рентгеновских приборов имеет ряд преимуществ перед непрерывным. Во-первых, проще решаются вопросы создания источников питания и обеспечения электрической изоляции, что позволяет уменьшить габариты прибора. Во-вторых, существенно расширяются области применения системы: появляется возможность исследовать быстропротекающие процессы в закрытых непрозрачных объемах, создавать рентгеновские локационные системы и т. д. Так, например, импульсным методом можно исследовать движение снаряда в стволе орудия. Для этого достаточно просветить ствол последовательностью коротких импульсов излучения и зафиксировать теневую картину при движении снаряда на фотопленку. Очевидно, длительность импульсов излучения должна быть минимально возможной, в противном случае благодаря смещению движущегося объекта за время импульса получится большая размытость изображения.

Визуализация теневой картины на фотопленке при импульсном режиме работы рентгеновской трубки имеет свои особенности.

Степень почернения отдельных участков пленки определяется значением поглощенной энергии, которая при известных условиях пропорциональна падающей энергии излучения W_n . Величина W_n зависит от длительности импульса излучения t_n . Поэтому уменьшить t_n можно лишь до такой степени, чтобы импульсная энергия излучения не падала ниже определенного значения. Энергия W_n определяется соотношением

$$W_n = k \int_0^{t_n} u^2(t) i(t) dt,$$

где k — постоянная величина; $u(t)$ — анодное напряжение трубки во время импульса; $i(t)$ — ток через трубку.

Из уравнения следует, что при уменьшении длительности импульса необходимо увеличивать либо анодное напряжение, либо ток. Увеличение тока предпочтительнее, так как повышение анодного напряжения сопровождается изменением спектрального состава излучения и контраста теневой картины.

Таким образом, импульсные рентгеновские трубки должны удовлетворять следующим требованиям: 1) генерировать импульсы возможно малой длительности; 2) обеспечивать большую энергию излучения в импульсе; 3) иметь малый размер эффективного фокуса для получения хорошей резкости теневой картины. Кроме того, трубки должны иметь большой срок службы, простую конструкцию и быть удобными в эксплуатации.

Наиболее полно этим требованиям удовлетворяют трубки с автоэмиссионным катодом. Механизм эмиссии такого катода состоит в следующем. Известно, что если около металлического электрода (катода) создать сильное электрическое поле напряженностью $E > 10^8$ В/м, то он будет эмиттировать электроны.

Плотность тока эмиссии j сильно зависит от напряженности поля E . При $E \geq (1-5) \cdot 10^9$ В/см она может составлять десятки и сотни ампер на квадратный сантиметр. Для получения сильных электрических полей около катода конструктивным путем (заостренные кромки, иглы и т. п.) создают большую неоднородность поля и используют высокие рабочие напряжения. Усилению поля вблизи катода способствует также наличие микроострий, неизбежно возникающих при изготовлении электродов.

На рис. 5.9 схематически изображена конструкция электродов импульсной рентгеновской трубки. Катод 2 выполняется из стали или вольфрама и имеет форму цилиндра с заостренной кромкой. Анод 1 в виде стержня с игольчатым наконечником делается из вольфрама. Электроды располагаются в вакуумном баллоне трубки соосно. Давление остаточных газов в приборе составляет $10^{-6}-10^{-7}$ мм рт. ст. Трубка питается импульсным напряжением, амплитуда и длительность которого определяются ее назначением.

Физические процессы, связанные с генерированием рентгеновского излучения в двухэлектродной трубке, имеют свою специфику и проходят несколько стадий (рис. 5.10). В момент времени t_0 к электродам прикладывается нарастающее с определенной скоростью импульсное напряжение (кривая 2).

Спустя определенное время, когда напряжение достигнет некоторой величины u_1 , между электродами возникает ток (кривая 3), обусловленный автоэлектронной эмиссией с катода. Автоэлектронная эмиссия идет не со всей кромки катода, а с отдельных участков, вблизи которых напряженность поля максимальна благодаря наличию микроострий. Ток с течением времени нарастает. Сначала увеличение тока происходит медленно, а с момента времени t_2 значительно быстрее. Механизм изменения тока в импульсной рентгеновской трубке представляет собой сложное явление и качественно может быть объяснен следующим образом.

С момента возникновения тока начинается локальное повышение температуры поверхностей анода и катода. Анод разогревается под действием электронной бомбардировки, а катод — протекающим через микроострия током. По достижении определенной температуры начинается испарение материала электродов. Пары металла, попадая в вакуумный объем, ионизируются потоком электронов с катода. Образовавшиеся в результате ионизации ионы изменяют первоначальное распределение поля между электродами

таким образом, что это приводит к дальнейшему росту тока с катода. Такой процесс нарастания тока носит название в а к у у м н о г о пробоя.

Начиная с момента времени t_2 , когда ток через трубку становится достаточно большим, начинает сказываться падение напряжения во внешней цепи. В результате напряжение между электродами трубки (кривая 1) уменьшается. С момента времени t_3 в трубке формируется дуговой разряд. Величины тока и анодного напряжения при этом определяются практически параметрами внешней цепи, а также мощностью импульсного источника питания. Рентгеновское излучение генерируется в начальной стадии рассмотренного процесса, когда напряжение между электродами велико и протекает значительный ток автоэлектронной эмиссии.

Генерирование импульса рентгеновского излучения (кривая 4) происходит в течение короткого промежутка времени t_H и заканчивается, когда между электродами устанавливается низковольтный дуговой разряд, завершающий процесс пробоя. Длительность импульса излучения зависит от расстояния между электродами и напряжения на трубке, обычно $t_H < 10^{-6}$ с. Значительная часть энергии, подводимой к трубке, идет на нагрев электродов, что приводит к их интенсивному термическому распылению и эрозии.

Эмиттированные катодом электроны тормозятся на вершине острой мишени, благодаря чему действительный фокус трубки получается небольшим.

Двухэлектродные рентгеновские трубки питаются обычно от импульсного трансформатора. Напряжение на выходе трансформатора получается в результате разряда конденсатора через первичную обмотку. Длительность и форма импульса напряжения существенно сказываются на режиме работы и долговечности трубки. Для сокращения стадии дугового разряда, во время которого происходит наиболее интенсивное распыление электродов, стремятся уменьшить длительность импульса питающего напряжения.

Выпускаемые отечественной промышленностью импульсные трубки с автоэмиссионным катодом рассчитаны на рабочее напряжение 250—350 кВ и выше; они имеют круглое фокусное пятно диаметром около 2 мм.

Двухэлектродные импульсные трубки имеют большой разброс

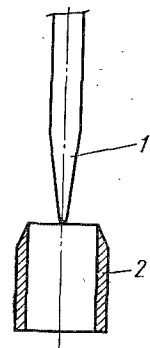


Рис. 5.9. Конструкция электродов импульсной трубки: 1 — анод; 2 — катод

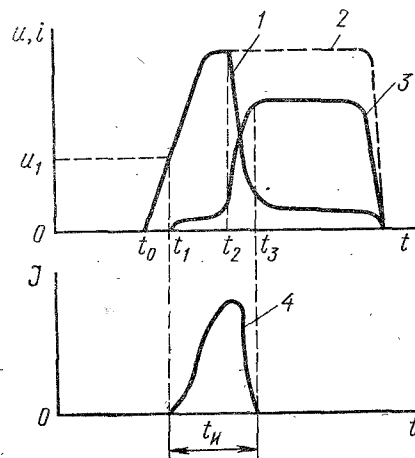


Рис. 5.10. Временные диаграммы, характеризующие работу импульсной трубки:

1 — импульс напряжения между электродами трубки; 2 — импульс питающего напряжения; 3 — импульс тока через прибор; 4 — импульс рентгеновского излучения

величины напряжения u_1 , при котором начинается автоэлектронная эмиссия. Это является их существенным недостатком. Непостоянство величины u_1 , обусловленное изменением микроструктуры поверхности катода, приводит к нестабильности рентгеновского импульса от включения к включению как по интенсивности и спектру излучения, так и по его длительности.

От этих недостатков свободны трехэлектродные импульсные рентгеновские трубки.

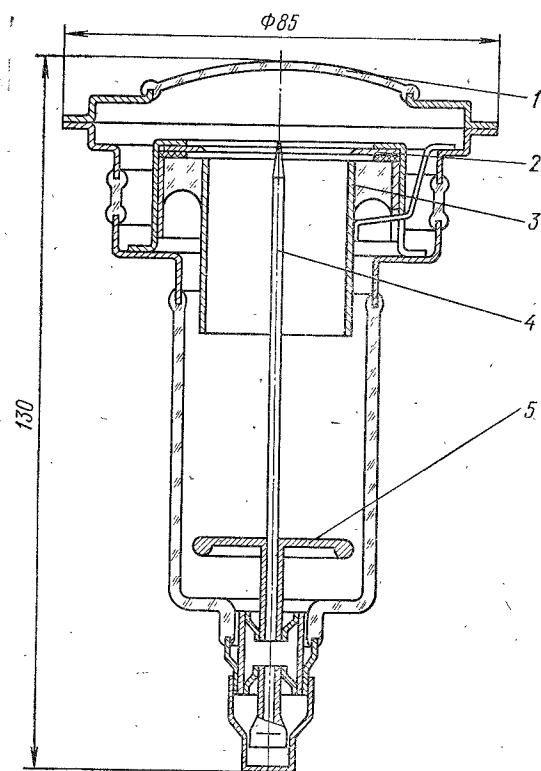


Рис. 5.11. Конструкция трехэлектродной импульсной трубки:

1 — выходное окно; 2 — катод; 3 — управляющий электрод; 4 — анод; 5 — экран

Они дополнительно имеют управляющий электрод, расположенный в непосредственной близости от катода. При подаче импульса напряжения на управляющий электрод между ним и катодом возникает разряд, который инициирует вакуумный пробой в анодной цепи.

Одна из конструкций трехэлектродной импульсной трубки представлена на рис. 5.11. Анод 4, конец которого для получения острого фокуса заточен в форме иглы, выполнен из вольфрамового прутка диаметром 2 мм. У другого конца анода расположен специальный экран 5, предназначенный для выравнивания электрического поля в трубке и уменьшения вероятности электри-

ческого пробоя в местах спая стекла с металлом.

Вольфрамовый катод 2 трубки имеет форму плоского диска с внутренним отверстием диаметром 25 мм. Управляющий электрод 3 выполнен в виде цилиндра, внутренний диаметр которого также равен 25 мм. Этот электрод отделяется от катода либо диэлектрической прокладкой толщиной 30—70 мкм, либо вакуумным промежутком толщиной 30—40 мкм. Катод и управляющий электрод соединены с коваровыми кольцами, которые являются составной частью баллона трубки и служат выводами этих электродов.

Окно 1 для выхода излучения расположено в торце трубки. Оно изготовлено из стекла С-49 толщиной 0,5 мм. Для увеличения механической прочности окну придана выпуклая форма.

Откачка прибора производится через коваровую трубку $\varnothing 2$ мм, которая является одновременно выводом анода. Для поддержания низкого давления в трубке применяются нераспыляемые циркониевые газопоглотители.

Анодное напряжение трубки около 220 кВ. Трубки с диэлектрической прокладкой между катодом и управляющим электродом имеют довольно низкое управляющее напряжение (3—5 кВ).

Трубка вместе с высоковольтным импульсным трансформатором помещается в бак, заполненный трансформаторным маслом.

Трехэлектродные импульсные трубки имеют различные схемы включения (рис. 5.12). В первой схеме между анодом и катодом включен конденсатор, который заряжается от источника высокого напряжения. Управляющий электрод через резистор соединен с катодом. В определен-

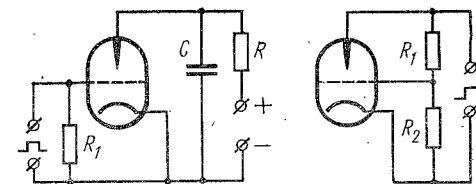


Рис. 5.12. Схемы включения трехэлектродной трубки

ный момент времени на управляющий электрод подается импульс напряжения и в промежутке катод — управляющий электрод возникает разряд. Так как расстояние между этими электродами невелико, то амплитуда импульса составляет всего 5—10 кВ. Электроны, образовавшиеся в результате этого вспомогательного разряда, будут устремляться к аноду и при ударе о его поверхность вызовут рентгеновское излучение. Так же как и в двухэлектродной трубке, анодный ток постепенно нарастает и между анодом и катодом происходит вакуумный пробой, который приводит к быстрому разряду конденсатора через трубку. Через некоторое время после разряда конденсатора трубка приходит в исходное состояние.

Во второй схеме включения анод, управляющий электрод и катод присоединены к делителю напряжения. Между анодом и катодом прикладывается импульс высокого напряжения. Процессы, протекающие в трубке, а также условия генерации рентгеновского излучения такие же, как и в первой схеме включения. Изменяя соотношение между сопротивлениями резисторов, можно регулировать момент зажигания вспомогательного разряда относительно начала импульса напряжения. При таком включении трубки легче обеспечить электрическую прочность прибора, поэтому могут быть уменьшены его габариты.

Наличие третьего управляющего электрода дает ряд преимуществ:

1) возможность управлять моментом возникновения импульса рентгеновского излучения; существенное уменьшение нестабильности времени срабатывания трубки;

2) повышение стабильности параметров импульса рентгеновского излучения (интенсивность, спектральный состав, длительность) от импульса к импульсу в периодическом режиме работы;

3) возможность синхронизировать появление импульса рентгеновского излучения с началом изучаемого процесса.

§ 5.4. ТЕНЕВЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ МИКРОСКОПЫ

Ценную информацию о микроструктуре различных объектов дает их увеличенное изображение, получаемое при помощи микроскопа.

Важнейшей характеристикой любого микроскопа является его разрешающая способность — свойство разделять воспроизводить мельчайшие детали наблюдаемого предмета. Разрешающая способность количественно определяется минимальным расстоянием между двумя соседними точками предмета, которые в плоскости изображения воспроизводятся раздельно. В линзовых микроскопах разрешающая способность ограничена явлением дифракции света на краях апертурных диафрагм. Для видимого света теоретический предел разрешающей способности составляет 200 нм. Это достаточно, например, для того, чтобы увидеть и определить форму мельчайших микроорганизмов — бактерий и микробов.

Стремление получить более высокую разрешающую способность привело к созданию электронных микроскопов, в которых роль светового потока выполняет пучок ускоренных электронов. Лучшие образцы современных электронных микроскопов имеют разрешающую способность около 0,3—0,5 нм.

В последние годы стала быстро развиваться и достигла значительных успехов рентгеновская микроскопия, основанная на получении увеличенных изображений предметов с помощью рентгеновских лучей. Такой метод имеет ряд преимуществ перед световой и электронной микроскопией.

В отличие от оптической рентгеновская микроскопия дает изображение объектов, непрозрачных для видимого света и имеющих значительно большую толщину. По сравнению с электронным микроскопом, где исследуемый объект располагается в вакууме, рентгеновский микроскоп работает в условиях, когда объект находится на воздухе. Это упрощает процесс получения увеличенного изображения и расширяет круг решаемых задач. Например, рентгеновский теневой микроскоп позволяет наблюдать биологические объекты в их естественном состоянии.

В световых и электронных микроскопах увеличенное изображение получают при помощи линзовых фокусирующих устройств, которые обеспечивают определенный ход световых лучей и траекторий электронов. Показатель преломления рентгеновских лучей всех известных веществ близок к единице. Поэтому не удастся изготовить в достаточной мере короткофокусные линзы, необходимые для создания рентгеновского микроскопа, подобного по принципу действия оптическому. Увеличенное изображение в рентгеновских

микроскопах получают путем просвечивания объекта в расходящемся пучке лучей. Картину просвечивания, как правило, фиксируют на фотопленку.

В различных методах микроскопии получение изображения и обеспечение его контрастности достигается разными способами. В световых микроскопах возможность различия деталей предмета связана с разной способностью их преломлять, отражать или поглощать световые лучи.

Для получения электроннооптического изображения используют явление рассеяния электронов. Оно заключается в том, что быстрые электроны, проходя через тонкие слои вещества, испытывают отклонение от своего первоначального направления. Вследствие неоднородности предмета различные его участки рассеивают большее или меньшее число электронов. В результате распределение электронов в плоскости изображения будет соответствовать структуре исследуемого объекта. Метод получения изображения, основанный на поглощении электронов, для электронного микроскопа просвечивающего типа непригоден.

В рентгеновской микроскопии переменной величиной, обуславливающей различимость деталей образца, является степень поглощения лучей. Контрастность изображения определяется разницей в поглощении лучей отдельными деталями объекта, что упрощает интерпретацию распределения интенсивности по изображению.

Методы рентгеновской микроскопии применяют в самых разнообразных областях науки и техники, связанных с исследованием: строения биологических объектов и микроорганизмов, минералогических срезов и образцов из минерального сырья; микростроения образцов и продуктов органического синтеза; металлов и сплавов, подвергнутых термической и механической обработке, и др.

Увеличенное рентгеновское теневое изображение с фоторегистацией может быть получено двумя методами: контактной микро-рентгенографией (рис. 5.13, а) и проекционной микро-рентгенографией (рис. 5.13, б). При контактной микро-рентгенографии изображение получают просвечиванием объекта 2, находящегося непосредственно около фотопленки 3. Изображение объекта на фотопленке получают в натуральную величину, а затем увеличивают или просматривают под световым микроскопом. Этот способ прост, но разрешающая способность его невелика. Она ограничивается качеством (зернистостью) фотоземли, неизбежным просветом между пленкой и предметом, а также разрешающей способностью светового микроскопа.

Наиболее перспективным является метод получения увеличенного теневого изображения, при котором используется «точечный» источник рентгеновских лучей, а образец находится на значительном расстоянии от пленки. Он называется теневой рентгеновской микроскопией.

Наименьшее расстояние, разрешаемое теневым микроскопом, определяется: 1) френелевской дифракцией, в результате которой границы деталей изображения оказываются размытыми; 2) полу-

тснюю, обусловленную конечными размерами источника излучения. Если l — расстояние от источника рентгеновского излучения до объекта, а l_1 — расстояние от источника излучения до плоскости проекции (фотопленки), то увеличение изображения M равно $M = l_1/l$. Расстояние в плоскости изображения от геометрической тени 2 края предмета до первого френелевского максимума 3 (рис. 5.14) довольно точно выражается формулой

$$S = M \sqrt{\lambda},$$

где λ — длина волны рентгеновских лучей.

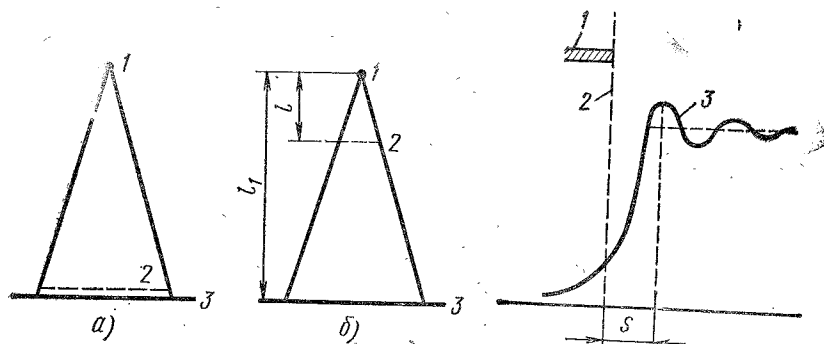


Рис. 5.13. Методы получения увеличенного рентгеновского теневого изображения:

а — контактная микрорентгенография; б — проекционная микроскопия; 1 — фокусное пятно; 2 — объект; 3 — фотопленка

Рис. 5.14. Ограничение резкости теневого изображения явлением дифракции:

1 — граница областей с различной плотностью; 2 — геометрическая тень; 3 — распределение интенсивности френелевской дифракции на краю плоского объекта

Из формулы следует, что размытие границы тем больше, чем больше длина волны рентгеновского излучения и расстояние фокус — объект. Таким образом, если в образце находятся две точки на расстоянии $d < S/M = \sqrt{\lambda}$, то в плоскости изображения они не будут различимы из-за размытия границ.

Размытие границ изображения обусловлено также конечными размерами источника рентгеновского излучения 1 (рис. 5.15). Если $2r$ — наибольший размер фокусного пятна, то ширина полутеневого размытия h в плоскости изображения 3 будет равна

$$h = 2r(M - 1).$$

Величине размытия h соответствует определенное расстояние между двумя точками в плоскости объекта 2:

$$\delta = h/M = 2r(1 - 1/M).$$

Отсюда следует, что для больших увеличений M минимальное разрешаемое расстояние в плоскости объекта δ не может быть меньше размера фокусного пятна $2r$.

Микрофокусные источники рентгеновского излучения

Для теневой микроскопии применяются специальные рентгеновские приборы, называемые микрофокусными. Они должны удовлетворять следующим специфическим требованиям:

1) иметь очень малый размер фокусного пятна (1—5 мкм и менее);

2) обеспечивать возможно малое расстояние фокус — объект, что необходимо для уменьшения влияния френелевской дифракции на разрешающую способность;

3) генерировать сравнительно мягкое рентгеновское излучение; это требование хотя и находится в некотором противоречии со стремлением иметь высокую разрешающую способность, обусловлено желанием получить хорошую контрастность изображения тонких образцов.

Проблема получения малого размера фокусного пятна связана с формированием тонкого электронного пучка, бомбардирующего поверхность мишени. В микрофокусных рентгеновских приборах применяют магнитные или электростатические фокусирующие системы.

На рис. 5.16 схематически изображен рентгеновский теневой микроскоп с магнитной фокусировкой. Он имеет электронную пушку 1 с термокатодом из вольфрамовой проволоки V-образной формы. Электронный пучок вначале формирует электростатической системой и вырезающей диафрагмой с отверстием $\varnothing 1$ мм. Сформированный таким образом луч имеет сравнительно большое поперечное сечение, и для дальнейшего его сжатия используют две фокусирующие магнитные линзы 2, 3. После второй линзы электронный пучок на мишени 4 имеет диаметр около 1 мкм.

В качестве мишени служит фольга (толщина 1—2 мкм), которая одновременно является выходным окном. Это позволяет располагать исследуемый объект очень близко от фокуса и получать большое увеличение.

Такой микроскоп имеет хорошую разрешающую способность. Однако он сложен в эксплуатации, так как работает при непрерывной откачке, которая осуществляется через патрубок 5.

Более удобными в работе являются рентгеновские микроскопы, в которых применяются отпаянные микрофокусные рентгеновские трубки с электростатической фокусировкой. Это позволяет упростить конструкцию и эксплуатацию микроскопа.

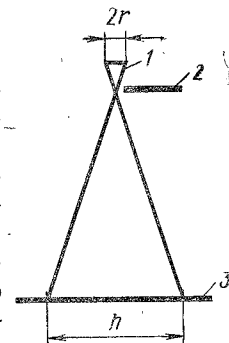


Рис. 5.15. Ограничение резкости теневого изображения полутенью:

1 — источник излучения; 2 — объект; 3 — плоскость изображения

Схематическое изображение электродов микрофокусной трубки представлено на рис. 5.17. Нить накала 1 трубки выполнена из тонкой вольфрамовой проволоки в форме петли. Анод 3 в виде иглы изготавливается из вольфрама. Между анодом и нитью накала располагается фокусирующая диафрагма 2. Термоэлектроны фокусируются полем диафрагмы на острие анода. Электронный поток в трубке имеет конусную форму. Путем изменения напряжения на диафрагме можно регулировать размер наименьшего сечения потока. Иногда нить накала электрически соединяется с диафрагмой.

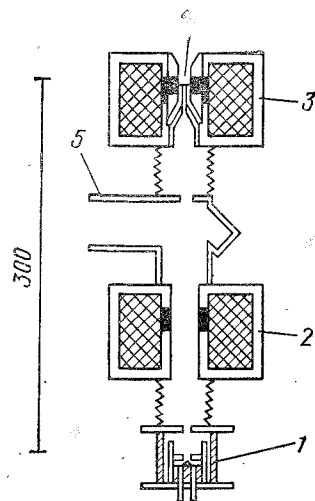


Рис. 5.16. Эскиз рентгеновского теневого микроскопа:
1 — электронная пушка; 2, 3 — магнитные линзы; 4 — мишень; 5 — патрубков для откачки

В последние годы ведутся большие исследования и достигнуты определенные успехи в разработке микрофокусных источников рентгеновского излучения с использованием автоэмиссионных

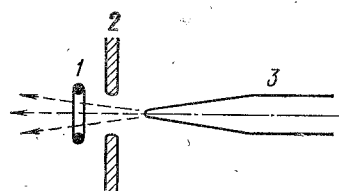


Рис. 5.17. Схематическое изображение электродов микрофокусной трубки с иглообразным анодом:
1 — нить накала; 2 — диафрагма; 3 — анод

катодов. Применение таких катодов позволяет упростить систему фокусировки, так как в этом случае можно получить большую плотность тока при малых размерах эмиттера.

Рентгенотелевизионный микроскоп

Визуализация теневого изображения в рентгеновских микроскопах при помощи фотопленки имеет существенный недостаток. Он связан с необходимостью обрабатывать пленку, что требует определенного времени. Вместе с тем, информацию о структуре исследуемого объекта часто важно иметь в процессе проведения эксперимента. В тех случаях, когда требуемое увеличение невелико (не более 200—300), целесообразно использовать рентгенотелевизионные микроскопы (РТМ). Они представляют собой сочетание острофокусного источника рентгеновского излучения с телевизионной системой. Трубка в РТМ создает поток рентгеновского излучения соответствующей жесткости. Прошедшие сквозь объект лучи по-

падают на устройство, преобразующее их в электрический сигнал. В качестве рентгеночувствительного преобразователя обычно используют видикон. Процесс образования видеосигнала в нем протекает так же, как и в обычных видиконах для широкоэкранных телевизионных устройств.

Фотомишень рентгеновидикона изготавливают из селена или окиси свинца, имеющих сильно выраженный внутренний фотоэффект при облучении рентгеновскими лучами. Так как рентгеновское излучение обладает большой проникающей способностью, то для повышения чувствительности фотослой делают толстым. Электрический сигнал с видикона при помощи видеоконтрольного устройства преобразуется в видимое изображение на экране кинескопа.

Исследуемый объект располагают в непосредственной близости от рентгеновидикона. При этом теневое изображение на фотомишени видикона имеет практически такие же размеры, что и объект. Благодаря этому размытие теневой картины из-за конечных размеров эффективного фокуса оказывается незначительным. Основное увеличение изображения осуществляется телевизионной системой. Существенным является то, что можно изменять коэффициент увеличения в широких пределах путем изменения величины раstra на мишени видикона.

Микроскоп, основанный на применении рентгеновидикона в качестве преобразователя теневого рентгеновского изображения в видеосигнал, имеет следующие достоинства:

- 1) обладает самой высокой разрешающей способностью среди систем непосредственного наблюдения теневого изображения (флюоресцирующий экран, электроннооптический преобразователь и т. д.);
- 2) допускает непосредственную регулировку масштаба увеличения;
- 3) имеет высокую чувствительность благодаря свойству видикона накапливать информацию в течение кадра;
- 4) обеспечивает дистанционность процесса наблюдения теневого изображения.

Указанные преимущества РТМ обусловили интенсивное развитие этого направления в технике визуализации рентгеновского изображения. В СССР созданы и серийно выпускаются рентгенотелевизионные микроскопы нескольких типов. В табл. 5.1 приведены технические характеристики некоторых отечественных РТМ.

Микроскоп МТР-4 предназначен для работы с объектами, слабо поглощающими рентгеновское излучение, и с успехом применяется в медицине и биологии.

Рентгенотелевизионный микроскоп, работающий при непрерывном освещении исследуемого объекта потоком рентгеновского излучения, позволяет наблюдать статическое состояние объекта или перемещение его отдельных элементов относительно друг друга с незначительной скоростью. Например, можно видеть изменение размеров объекта при его нагреве или охлаждении.

Более широкими возможностями обладает стробоскопический РТМ, в котором освещение объекта осуществляется импульсами

Таблица 5.1

Технические характеристики некоторых рентгенотелевизионных микроскопов

Параметры	Тип микроскопа	
	МТР-3И	МТР-4
Максимальное увеличение	40	50
Разрешающая способность, пар линий на 1 мм	20	30
Контрастная чувствительность, %	2	2
Тип рентгеновской трубки	0,3-БПВ10-150	БСВ-7
Рабочее напряжение, кВ	35—150	5—45

рентгеновского излучения. Он позволяет проводить исследование образцов в условиях динамических воздействий (вибраций, ударов и т. п.), что очень важно при разработке вибропрочных изделий, состоящих из множества деталей.

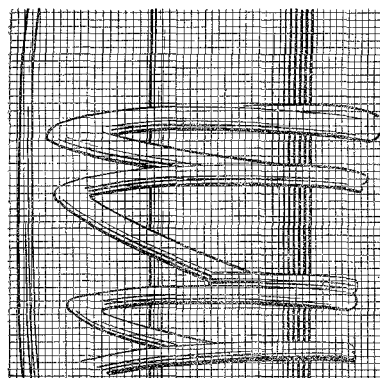


Рис. 5.18. Стробоскопическое изображение сетки электронной лампы, находящейся в условиях вибрации

Принцип действия такого микроскопа основан на стробоскопическом эффекте, широко известном в светотехнике. Если исследуемый объект, который колеблется (или вращается) с частотой f_0 , освещать короткими импульсами света, следующими с частотой f_1 , то при равенстве этих частот $f_1 = f_0$ объект будет казаться неподвижным, так как световой импульс будет заставлять его в одной и той же фазе движения. При некотором различии частот $\Delta f = f_1 - f_0$ каждый последующий импульс света будет заставлять объект в различных фазах движения, и, следовательно, можно будет наблюдать весь цикл движения, но только в замедленном

темпе. Чем меньше разность частот Δf , тем медленнее будет изменяться картина перемещения объекта.

В стробоскопическом рентгенотелевизионном микроскопе импульсный поток рентгеновского излучения с частотой f_1 (формируемый либо импульсной рентгеновской трубкой, либо методом прерывания постоянного потока вращающимся свинцовым диском с отверстиями) просвечивает объект, находящийся в условиях вибрации. Частота вибрации равна f_0 . Рентгеновидикон преобразует тeneвую картину в видеосигнал, который затем так же, как и в

обычном РТМ, воспроизводится на экране кинескопа в виде тeneвой картины исследуемого объекта.

Если частоты f_1 и f_0 различаются между собой, то, как указывалось, на экране видеоконтрольного устройства возникает стробоскопическое изображение. Оно позволяет исследовать перемещение объекта в целом и его отдельных деталей, просматривать резонансные картины и дефекты конструкций, а также измерять амплитуды взаимных перемещений элементов в объектах, непрозрачных для видимого света.

На рис. 5.18 приведено стробоскопическое изображение сетки электронной лампы, находящейся в условиях вибрации. Видно изменение формы отдельных элементов и смещение их относительно друг друга.

§ 5.5. ТРУБКИ ДЛЯ РЕНТГЕНОСТРУКТУРНОГО АНАЛИЗА

Среди методов, применяемых для исследования структуры кристаллических тел (электронография, нейтронография и др.), важное место занимает рентгеноструктурный анализ. Он основан на изучении дифракционной картины, возникающей при взаимодействии рентгеновских лучей с кристаллами. Строение дифракционной картины (она может быть зарегистрирована на фотопленке) зависит от структуры исследуемого объекта.

Известно, что атомы (ионы, молекулы) в кристаллических телах расположены регулярно, в определенном порядке, образуя пространственную кристаллическую решетку. Последняя действует на рентгеновские лучи как своеобразная дифракционная решетка. При прохождении мягкого рентгеновского излучения через кристалл узлы решетки становятся источниками рассеянного излучения той же длины волны, что и падающее. Происходит когерентное рассеяние лучей. Интерференция волн, рассеянных отдельными узлами, приводит к возникновению в определенных направлениях (зависящих от строения кристалла) дифракционных максимумов. В остальных направлениях рассеянные волны гасят друг друга.

Как показали в своих работах профессор Московского университета Г. В. Вульф и английский физик В. Л. Брэгг (их исследования были выполнены независимо и практически одновременно), дифракцию рентгеновских лучей в кристалле можно рассматривать как отражение лучей от плоскостей пространственной кристаллической решетки.

Рассмотрим семейство атомных плоскостей кристалла (рис. 5.19), расстояние между которыми одинаково и равно d . На кристалл под углом θ падает пучок рентгеновских лучей с длиной волны λ . Лучи испытывают зеркальное отражение от большого числа атомных плоскостей; отраженные лучи интерферируют. Они будут усиливать друг друга, если разность их хода равна целому числу n длин волн. Из рисунка видно, что разность хода лучей, отраженных от соседних атомных плоскостей, равна сумме отрезков $AB + BC = 2d \sin \theta$. Следовательно, взаимное усиление лучей, т. е. образо-

вание дифракционного максимума, произойдет при условии

$$2d \sin \vartheta = n\lambda,$$

где $n=1, 2, 3 \dots$ — порядок отражения.

Это соотношение называется уравнением Вульфа — Брэгга.

Из уравнения следует, что монохроматические рентгеновские лучи отражаются от кристалла не при любых, а только при вполне определенных углах падения ϑ . При $n=1$ наблюдается отражение первого, $n=2$ — второго и т. д. порядков. Им соответствуют углы $\vartheta_1, \vartheta_2, \vartheta_3, \dots$, причем $\vartheta_1 < \vartheta_2 < \vartheta_3, \dots$

На основании уравнения Вульфа — Брэгга можно (определив на опыте угол ϑ) решить две важные практические задачи:

1) определить межплоскостное расстояние d кристалла при известной длине волны λ (в этом состоит назначение рентгеноструктурного анализа);

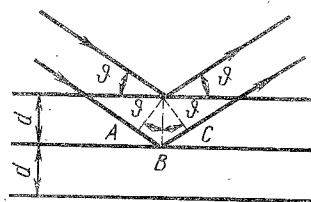


Рис. 5.19. Отражение рентгеновских лучей атомными плоскостями кристалла

2) найти длину волны λ при известном d (это цель рентгеноспектрального анализа).

Для большинства методов рентгеноструктурного анализа требуется монохроматическое излучение. Обычно используют практически однородное характеристическое K -излучение рентгеновской трубки или его K_α -линию, которую выделяют с помощью специального фильтра.

В основе рентгеноструктурного анализа лежит, как указывалось, явление когерентного рассеяния лучей исследуемым объектом. Такое рассеяние испытывают лишь мягкие лучи. Следовательно, характеристическое излучение трубки для рентгеноструктурного анализа должно быть мягким. Оно может быть получено, если мишень прибора изготовить из материала со сравнительно небольшим атомным номером. Обычно мишени выполняют из следующих металлов: 24Cr, 26Fe, 27Co, 28Ni, 29Cu, 42Mo, 47Ag (цифры перед каждым химическим символом обозначают атомный номер соответствующего элемента).

Качество рентгенограммы (дифракционной картины, зарегистрированной на фотопленке) зависит от степени однородности используемого излучения. Так как характеристические лучи состоят из ряда длин волн и всегда возникают на фоне тормозного спектра, однородность пучка, получаемого от рентгеноструктурной трубки, для решения ряда задач может быть недостаточной. Для улучшения монохроматичности пучка из его спектра выделяют K_α -линию характеристического излучения. Пучок лучей из трубки пропускают через селективно поглощающий фильтр. Фильтр изготавливают из материала, атомный номер которого на единицу меньше атомного номера материала мишени трубки. При этом условии K -скачок

коэффициента ослабления μ_f материала фильтра располагается между K_β -и K_α -линиями спектра (рис. 5.20). В результате интенсивность пика K_β будет ослаблена фильтром в сильной степени, а пика K_α — относительно мало. Одновременно существенно уменьшается также интенсивность тормозного спектра. Поэтому прошедший через фильтр пучок оказывается более однородным по составу, чем исходный: он содержит главным образом K_α -линию характеристического излучения трубки.

Анод трубок для рентгеноструктурного анализа заземляют и охлаждают проточной водой непосредственно от водопровода. Мишень анода располагают под углом 90° к оси прибора. Такое расположение мишени позволяет использовать одновременно несколько рабочих пучков, т. е. проводить съемку рентгенограммы ряда образцов сразу, в один прием. Выпуск из трубки длинноволнового характеристического излучения осуществляют через тонкие бериллиевые окна, число которых обычно равно двум, трем или четырем. Ось рабочих пучков, проходящих через окна, составляет с плоскостью мишени угол $3-6^\circ$.

С целью сокращения времени съемки рентгенограмм трубки работают при максимально допустимой мощности, величина которой зависит (при прочих равных условиях) от материала мишени.

При рентгеноструктурном анализе пучок лучей, действующий непосредственно на исследуемый объект, является узким, так как предварительно проходит через диафрагмы с малым (0,3—1,0 мм) отверстием или узкие щели. Если размеры фокального пятна трубки существенно больше размера щели, то интенсивность пучка оказывается небольшой, так как используется излучение лишь с малого участка фокуса. Для получения большой интенсивности пучка необходимо иметь острый фокус. Трубки для рентгеноструктурного анализа изготавливают, как правило, с линейным фокусом. Размеры действительного фокусного пятна в среднем составляют $1,0 \times 10$ мм, что позволяет получить под углом 6° эффективное пятно в виде квадрата со стороной 1 мм.

При длительной работе трубки для рентгеноструктурного анализа на поверхность мишени могут напыляться посторонние материалы, характеристическое излучение которых часто имеет длины волн, близкие к длинам волн основного излучения. В результате, как принято говорить, происходит загрязнение спектра излучения трубки линиями посторонних элементов. Например, может наблюдаться загрязнение спектра L -линиями вольфрама, испаряющегося из нити накала. Присутствие в спектре характеристического излу-

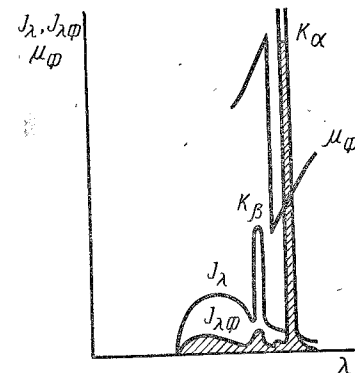


Рис. 5.20. Выделение K_α -линии характеристического излучения трубки с помощью фильтра

чения трубки посторонних линий приводит к усложнению и ошибкам при расшифровке рентгенограмм.

Степень загрязнения спектра можно охарактеризовать параметрами:

$$\eta_1 = J_1/J_{K\alpha}, \eta_2 = J_2/J_{K\alpha}, \dots, \eta_m = J_m/J_{K\alpha},$$

где $J_1, J_2, \dots, J_m$ — интенсивность линий посторонних элементов в спектре характеристического излучения трубки; $J_{K\alpha}$ — интенсивность $K\alpha$ -линии характеристического излучения материала мишени.

За величину степени загрязнения η принимают наибольший (в данный момент) из параметров в этом ряду. С течением времени степень загрязнения η увеличивается и может превысить допустимое значение, которое для трубок отечественного производства принято равным 2%.

С целью уменьшения скорости загрязнения нить накала в катодах современных трубок для рентгеноструктурного анализа выполняют из торированного карбидированного вольфрама. Такие катоды имеют меньшую, чем катоды из чистого вольфрама, рабочую температуру и меньшую испаряемость.

Однако степень загрязнения спектра излучения зависит не только от температуры катода, но и от давления остаточных газов в приборе. При работе трубок происходит ионизация газа термоэлектронами и вторичными электронами. Бомбардировка катодного узла образовавшимися положительными ионами приводит к распылению его материалов и их конденсации на поверхности мишени. В результате в спектре появляются линии железа (распыление фокусирующего устройства), вольфрама (распыление нити накала) и других элементов. В трубках с недостаточно высоким вакуумом интенсивное загрязнение спектра посторонними линиями происходит уже в первые 100—150 ч непрерывной работы. Для улучшения вакуума в трубках применяют геттер.

На рис. 5.21 показана конструкция трубки для рентгеноструктурного анализа на максимальное напряжение 45—50 кВ. Трубка имеет массивный медный корпус 1 сложной формы, в котором имеются каналы 3 для охлаждения водой. Вода вначале поступает в полость заземленного анода и охлаждает его, а затем омывает корпус. В отверстия в стенках впаивают два бериллиевых окна; одно из них имеет круглую форму, а другое — овальную. Стекланный баллон 5 через коваровое кольцо 4 соединяет с цилиндрической частью корпуса прибора. Трубка имеет линейный фокус. Размеры действительного фокусного пятна составляют $0,45 \times 8$ мм. Его проекция под углом 6° к плоскости мишени в направлении овального окна имеет форму узкого штриха размерами $0,04 \times 8$ мм; проекция в направлении круглого окна под углом 3° представляет собой квадрат со стороной 0,45 мм. Мощность трубки с мишенями из меди, молибдена и серебра равна 0,8 кВт. Питание нити накала и подачу высокого отрицательного напряжения на катод 2 осуществляют высоковольтным кабелем. Конец кабеля вставляют внутрь полой катодной ножки и прижимают к цоколю 6, с которым соединены выводы нити накала.

Трубка обладает хорошими защитными свойствами: не используемое излучение в различных направлениях сильно ослабляется

корпусом трубки, ее анодом и фокусирующей головкой катода. Дополнительную защиту от неиспользуемого излучения, а также от высокого напряжения осуществляют заземленным кожухом установки, в котором размещена трубка.

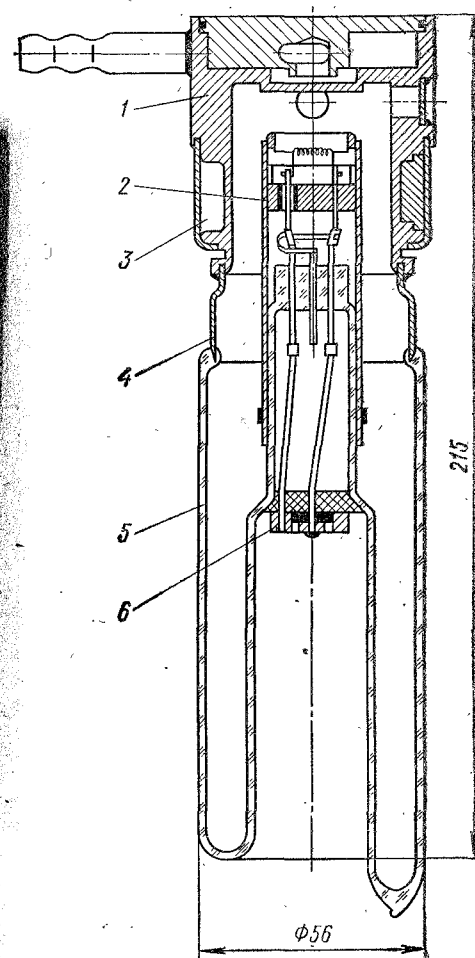


Рис. 5.21. Конструкция трубки для рентгеноструктурного анализа:

1 — корпус; 2 — катод; 3 — канал для охлаждающей жидкости; 4 — коваровое кольцо; 5 — баллон; 6 — цоколь

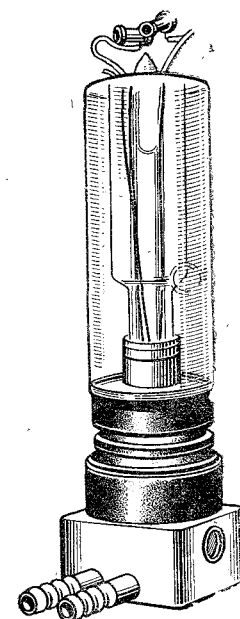


Рис. 5.22. Внешний вид трубки для рентгеноструктурного анализа

Подобную конструкцию имеет большинство современных отечественных трубок для рентгеноструктурного анализа. Различные типы этих приборов отличаются друг от друга главным образом мощностью, размерами фокусального пятна, числом окон, оформлением выводов катодной ножки. На рис. 5.22 показан внешний вид трубки для рентгеноструктурного анализа.

В промышленности и научных исследованиях для изучения химического состава веществ наряду с методами аналитической химии и оптическим спектральным анализом широко применяют качественный и количественный рентгеноспектральный анализ.

Возможность определения химического состава вещества этим методом основана на том, что каждый элемент периодической системы обладает своим, присущим только ему спектром характеристического излучения. Поэтому для проведения анализа следует прежде всего возбудить характеристическое излучение исследуемого объекта и разложить его в спектр. Измерив длины волн линий характеристического излучения по спектрограмме, можно на основании закона Мозли определить элементный состав объекта, т. е. осуществить качественный анализ. Для получения информации о количественном содержании элементов в веществе необходимо дополнительно оценить интенсивность линий характеристического излучения. Эту оценку для повышения точности производят косвенными методами. Например, измеряют относительную интенсивность линий определяемого элемента и элемента-эталоны, который предварительно вводят в известном количестве в состав исследуемого объекта.

Возбуждение характеристического излучения может быть достигнуто либо бомбардировкой исследуемого объекта быстрыми электронами, либо облучением его рентгеновскими лучами достаточной жесткости. Соответственно различают: а) анализ по первичным спектрам; б) анализ по спектрам флуоресценции (вторичным спектрам). Наряду с ними, хотя и несколько реже, применяют метод, основанный на изучении особенностей поглощения рентгеновских лучей исследуемым объектом (абсорбционный анализ).

Рентгеноспектральный анализ обладает достаточно высокой чувствительностью, что позволяет обнаружить элементы, находящиеся в веществе в малых количествах. Чувствительность анализа меняется в очень широких пределах — примерно от 0,5 до 10⁻⁴%. Она зависит от конкретных условий и возрастает при переходе от легких элементов к тяжелым.

Для разложения характеристического излучения в спектр используют плоские или изогнутые кристаллы. Регистрацию спектров производят либо с помощью фотопленки (рентгеновские спектрографы), либо ионизационными камерами и счетчиками фотонов (рентгеновские спектрометры).

Методы разложения излучения в спектр

Рассмотрим устройство и принцип действия простейшего спектрографа с плоским кристаллом. Его схема изображена на рис. 5.23. Пучок рентгеновских лучей, пройдя через узкие щели 2, попадает на плоский кристалл 3, установленный в центре прибора на специальном держателе 4. Кристалл совершает медленные колеба-

ния относительно оси O , лежащей в плоскости его отражающей грани. Так как угол θ между пучком и отражающей гранью непрерывно меняется, то для лучей с различными длинами волн в разные моменты времени справедливо уравнение Вульфа — Брэгга. Лучи, длина волны которых в данный момент удовлетворяет этому уравнению, отразившись от кристалла, попадают на изогнутую фотопленку 5 и вызывают ее почернение в виде линий. Эта линия представляет собой изображение на фотопленке входной щели спектрографа. Характеристическое излучение с разными длинами волн образует на фотопленке совокупность ярких линий.

Для определения длины волны каждой линии необходимо произвести промер спектрограммы. Если расстояние от точки O_1 на фотопленке до данной линии равно l , то соответствующий угол

$$2\theta = l/r \text{ или } \theta = l/2r,$$

где r — радиус изгиба фотопленки.

Так как межплоскостное расстояние кристалла известно, то, подставив найденное значение угла θ в уравнение Вульфа — Брэгга, получим непосредственно длину волны линии. По степени почернения фотопленки можно оценить и интенсивность линии.

Данный метод имеет существенный недостаток: интенсивность спектральных линий получается небольшой, особенно в том случае, когда источник излучения 1 слабый и имеет большую протяженность. Чем меньше размеры источника, тем ярче (при прочих равных условиях) линии спектра. Более высокая (примерно в 60—100 раз) интенсивность спектров может быть получена при использовании изогнутых кристаллов.

На рис. 5.24 показаны схемы спектрографов с изогнутым кристаллом (слюда, гипс, кальций), которые широко применяют при проведении анализа. В спектрографе по Иоганну (рис. 5.24, а) кристалл изгибают по цилиндрической поверхности радиуса R , а фотопленку — по поверхности вдвое меньшего радиуса $r = R/2$. Отражающие плоскости кристалла имеют при этом форму поверхности круглого цилиндра радиуса R . На рисунке дан ход лучей определенной длины волны, исходящих из источника излучения 1 в разных направлениях, но падающих на кристалл 2 под одним и тем же углом, удовлетворяющим уравнению Вульфа — Брэгга. Эти лучи отражаются от кристалла и фокусируются на пленку 3 в виде узкой линии. Аналогично на фотопленку фокусируются лучи с другими длинами волн.

Метод Иоганна применяют для разложения в спектр длинноволнового излучения. В коротковолновой области используют спектрограф по Кошуа (рис. 5.24, б). Отражение лучей в этом случае про-

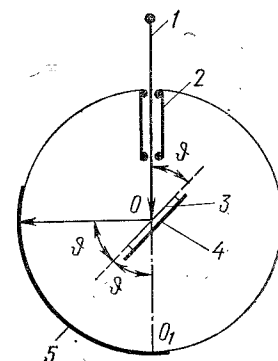


Рис. 5.23. Спектрограф с плоским кристаллом:

1 — источник излучения; 2 — щели; 3 — кристалл; 4 — держатель; 5 — фотопленка

исходит от атомных плоскостей кристалла, расположенных перпендикулярно к его поверхности.

В приборах обоих типов может быть использована наряду с фотографической ионизационная регистрация, а также регистрация с помощью сцинтиляционных счетчиков. Для этого вдоль окружности радиуса r (она называется фокальной) перемещают вертикально расположенную щель, за которой находится детектор излучения — ионизационная камера или счетчик. Щель предназначена для того, чтобы в детектор не попадало одновременно излучение двух или более линий. В настоящее время ионизационной и сцинтиляционной регистрацией спектров пользуются чаще, чем фотографической.

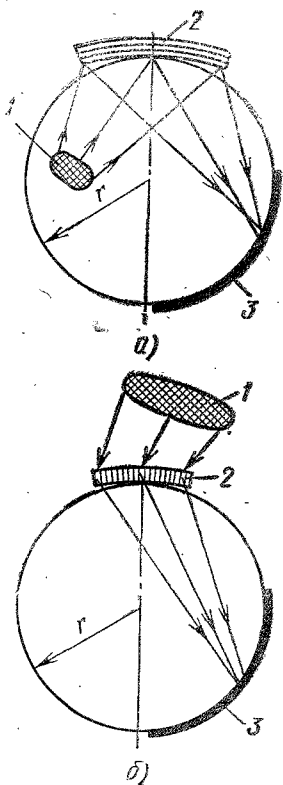


Рис. 5.24. Схемы спектрографов с изогнутым кристаллом по Иоганну (а) и Кошуа (б):
1 — источник излучения; 2 — кристалл; 3 — фотопленка

При бомбардировке исследуемого образца электронами происходит его нагревание и возгонка. Для того чтобы иметь возможность обновить образец без нарушения герметичности трубки, анод прибора делают в виде многогранной усеченной пирамиды. На каждую из граней наносят исследуемый образец. По мере необходимости анод поворачивают и, таким образом, обновляют образец. Анод описанной конфигурации можно использовать также для проведения (без разгерметизации трубки) анализа нескольких различных образцов.

Трубки для анализа по первичным спектрам

При анализе методом первичного возбуждения исследуемый образец (пластинка либо мелкодисперсный порошок) помещают на анод разборной рентгеновской трубки и подвергают бомбардировке электронами. Пластинчатые образцы крепят на рабочей поверхности анода механически (например, винтами). Порошки втирают в рифленую поверхность анода твердым пестиком.

Аноды изготовляют из меди или алюминия. Медный анод допускает большие удельные нагрузки, а следовательно, позволяет быстро получать спектрограммы исследуемых объектов. Достоинство алюминиевого анода состоит в том, что при бомбардировке электронами втертого в его поверхность образца получается более низкий фон тормозного излучения. Аноды имеют проточное водяное охлаждение.

Для выпуска из трубки длинноволнового характеристического излучения образца используют выходные окна. Их изготовляют из тонкой фольги (бериллий, алюминий).

Разборные трубки для анализа по первичным спектрам промышленностью, как правило, не выпускаются. Их конструируют в соответствующих лабораториях в зависимости от конкретных решаемых задач. Следует подчеркнуть, что данный метод непригоден для определения химического состава жидкостей и газов.

Трубки для анализа по спектрам флюоресценции

Для возбуждения характеристического флюоресцентного излучения образца служат разборные или запаянные трубки.

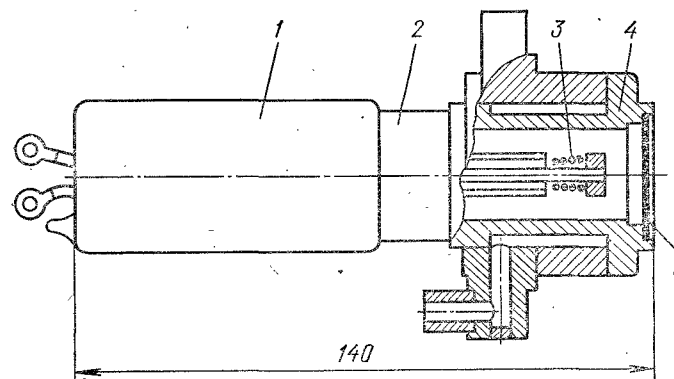


Рис. 5.25. Конструкция трубки для флюоресцентного анализа с торцевым выходом излучения:

1 — баллон; 2 — коваровое кольцо; 3 — катод; 4 — анод; 5 — бериллиевое окно

В случае использования разборных трубок, работающих при непрерывной откачке, образец вводят внутрь прибора и располагают на специальной подставке вблизи катода. Под действием рентгеновских лучей, возбужденных на аноде прибора, образец испускает флюоресцентное излучение, которое выпускается из трубки наружу через тонкое выходное окно. Разборные трубки имеют ряд недостатков. К ним прежде всего относятся необходимость непрерывной откачки и неизбежный нагрев образца за счет тепла от нити накала. Кроме того, эти трубки не позволяют исследовать жидкие и газообразные вещества.

В последние годы для проведения рентгеноспектрального анализа методом флюоресценции все шире применяют запаянные трубки. Они свободны от указанных недостатков и удобны в работе. Возбуждение спектра флюоресценции образца может производиться тормозным или характеристическим излучением запаянной трубки.

На рис. 5.25 показана конструкция запаянной трубки для флюоресцентного анализа с торцевым выходом излучения. По оси ано-

да 4 расположен катод 3 с вольфрамовой нитью накала в виде винтовой спирали. Эмиттированные нитью электроны возбуждают на аноде фокусное пятно в виде кольца шириной 6 мм. Поток излучения выпускается из трубки через тонкое бериллиевое окно 5 диаметром около 30 мм. Массивный медный анод, который при работе трубки заземляют, охлаждается проточной водой. Его внутренняя поверхность может быть покрыта пленками различных материалов. Для получения интенсивного тормозного излучения применяют тяжелоатомные покрытия (например, рений, $Z=75$). Если для анализа необходимо использовать характеристическое излучение, то в качестве покрытия применяют материал, обеспечивающий требуемую жесткость этого излучения.

Благодаря заземлению анода образец может быть непосредственно расположен у окна трубки.

Максимальное рабочее напряжение трубки составляет 50 кВ. Величина наибольшей мощности при длительной непрерывной работе зависит от типа покрытия. Для медного (без покрытия) анода она равна 5 кВт.

В последнее время широкое распространение получил так называемый бескристалльный рентгеноспектральный анализ. При этом методе состав флуоресцентного излучения определяют специальным спектрометрическим блоком непосредственно, т. е. без предварительного разложения лучей в спектр с помощью кристалла. Блок содержит детектор излучения — сцинтиляционный или пропорциональный счетчик фотонов и счетно-регистрирующее устройство.

При бескристалльном анализе условия регистрации излучения являются более благоприятными: счетчик фотонов находится на небольшом расстоянии от образца; отсутствует диафрагма, ограничивающая пучок, и т. д. Поэтому спектрометрическим блоком регистрируют значительную долю (примерно 10^{-1} — 10^{-2}) потока флуоресцентного излучения с образца, в то время как при использовании кристаллов удается регистрировать лишь около 10^{-5} — 10^{-6} потока.

Это позволяет для возбуждения флуоресценции образца при бескристалльном анализе брать рентгеновские трубки небольшой мощности. Удобными для этой цели оказались трубки с «прострельными» анодами.

В настоящее время разработаны и выпускаются промышленностью малогабаритные трубки с «прострельными» анодами, имеющие мишени из различных материалов. Такие трубки применяют в переносной аппаратуре для скоростного анализа в полевых и производственных условиях.

На рис. 5.26 приведена конструкция малогабаритной трубки типа 0,001 БХ-1 на напряжение 25 кВ. Мишень нанесена непосредственно на бериллиевое окно 1, толщина которого составляет 0,4 мм. Нить накала 4 расположена в фокусирующем устройстве 5. Окно припаяно к медному корпусу 2, соединенному со стеклянным балло-

ном 6 прибора через коваровое кольцо 3. Вес трубки всего 0,04 кг. Трубка имеет двухштырьковый цоколь 7.

Аналогичную конструкцию имеет трубка типа 0,0005 БХ-3 на напряжение 8 кВ, которая изготавливается с мишенями из алюминия

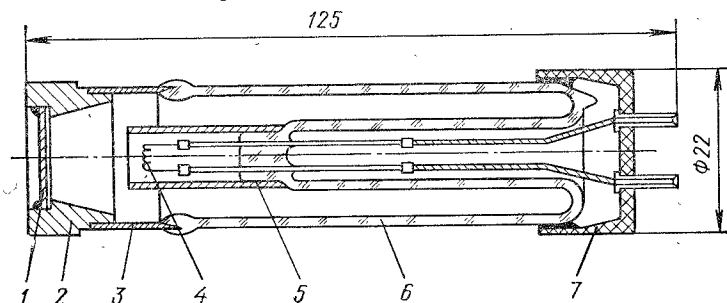


Рис. 5.26. Конструкция малогабаритной трубки для рентгеноспектрального анализа:

1 — окно; 2 — корпус; 3 — коваровое кольцо; 4 — нить накала; 5 — фокусирующее устройство; 6 — баллон; 7 — цоколь

или титана. Бериллиевое окно имеет толщину 0,14 мм. Габариты и вес прибора меньше, чем у трубки типа 0,001 БХ-1.

Созданы также отпаянные трубки, в которых может быть произведена смена мишени (рис. 5.27). «Прострельные» аноды 3 с мишенями из разных материалов укреплены в держателе, поворотом которого любой из анодов может быть установлен против выходного окна 2 трубки. Держатель вращается на небольшом валике, который припаян к корпусу 1 прибора. Поворот держателя осуществляют с помощью постоянного магнита, расположенного вне трубки. Для этого в медный держатель врезаны стальные пластины. В катоде 4 трубки использована нить накала в виде плоской спирали. Стеклянный баллон 5 прибора соединен с металлическим корпусом через коваровое кольцо. Таким образом, с помощью данной трубки можно получить характеристическое излучение разной жесткости.

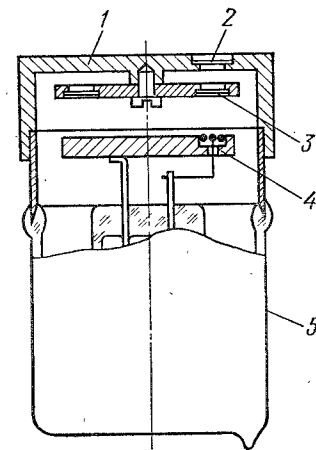


Рис. 5.27. Конструкция трубки для рентгеноспектрального анализа со сменными мишенями:

1 — корпус; 2 — окно; 3 — «прострельный» анод; 4 — катод; 5 — баллон

§ 5.7. РЕНТГЕНОВСКИЕ МИКРОАНАЛИЗАТОРЫ С ЭЛЕКТРОННЫМ ЗОНДОМ

Микроанализаторами называются приборы, предназначенные для проведения рентгеноспектрального анализа очень ма-

лых (порядка нескольких кубических микрон) объемов вещества (микрообъектов). С помощью этих приборов можно осуществить локальный количественный анализ разнообразных объектов на элементы от бериллия ($Z=4$) до урана ($Z=92$). Микроанализ позволяет также установить распределение по поверхности объекта любого из обнаруженных в нем элементов.

В настоящее время метод рентгеновского микроанализа широко применяют в таких областях науки и техники, как физика твердого тела, минералогия, металлургия, биология, микроэлектроника. Он позволяет изучить процессы коррозии и диффузии металлов, состав новых минералов и метеоритных частиц, локализацию различных элементов при обмене веществ в живом организме, полупроводниковые твердые растворы и т. д. Чувствительность микроанализа достаточно высока — $0,1-0,01\%$. Это означает, что в объеме 1 мкм^3 можно обнаружить $10^{-14}-10^{-15}$ г вещества.

Схема рентгеновского микроанализатора показана на рис. 5.28. С помощью электроннооптической системы (ЭОС), состоящей из электронной пушки (катод 1, фокусирующий электрод 2 и анод 3) и линз 4, 5 (электростатических или магнитных), формируется тонкий электронный луч, называемый зондом. Диаметр зонда в фокусе порядка $1-2 \text{ мкм}$. Ускоренные электроны возбуждают в исследуемом образце 7 характеристическое излучение, которое попадает в спектрометр 6. По полученному спектру судят о содержании элементов в данной точке объекта. Путем перемещения объекта под зондом находят распределение элементов вдоль любого заданного направления. Для выбора области исследования на поверхности образца служит световой микроскоп 9 и зеркало 8.

Электроннооптическая система микроанализатора в общих чертах подобна ЭОС таких зондовых приборов, как теневой рентгеновский микроскоп с магнитной фокусировкой (см. § 5.4), электронограф, растровый электронный микроскоп. ЭОС микроанализатора имеет трехэлектродную пушку, содержащую V-образный прямонакальный катод (вольфрамовая проволока $\varnothing 100 \text{ мкм}$), фокусирующий электрод и анод. Указанная форма нити накала и малый диаметр проволоки позволяют получить небольшие размеры эмиттирующей поверхности катода, что необходимо для формирования зонда малого сечения. Анод пушки заземляют, а на ее катод подают высокий отрицательный потенциал. В ЭОС обычно применяют две магнитные линзы, создающие на поверхности объекта

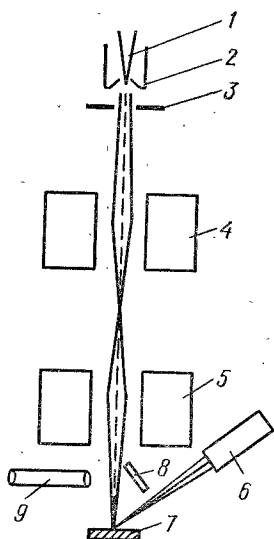


Рис. 5.28. Схема рентгеновского микроанализатора:

1 — катод; 2 — фокусирующий электрод; 3 — анод; 4, 5 — линзы; 6 — спектрометр; 7 — образец; 8 — зеркало; 9 — микроскоп

сильно уменьшенное изображение кривоизогнутой электронной пушки. Ток зонда обычно составляет $10^{-6}-10^{-8} \text{ А}$, ускоряющее напряжение $10-50 \text{ кВ}$.

В настоящее время широкое распространение получают универсальные микронные приборы, позволяющие осуществить и локальный спектральный анализ, и микроскопию. Например, промышленностью выпускаются установки, представляющие собой сочетание рентгеновского микроанализатора с электронным растровым микроскопом. С их помощью можно провести количественный рентгеноспектральный анализ в точке, получить изображение поверхности объекта в отраженных (или поглощенных) электронах и характеристических лучах, а также выполнить некоторые другие виды работ. Визуализацию поверхности объекта и исследование

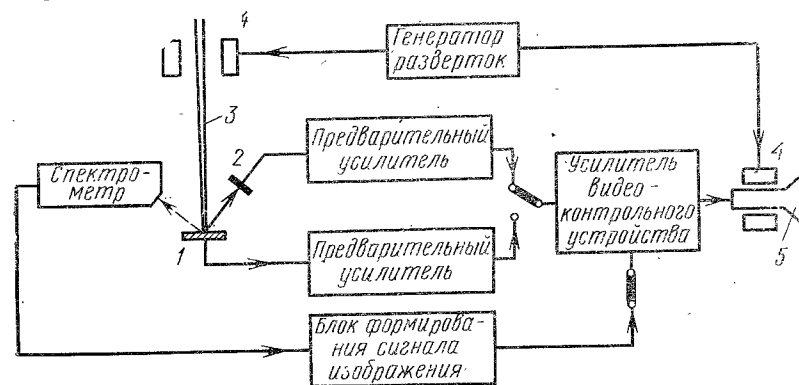


Рис. 5.29. Функциональная схема телевизионной системы:
1 — образец; 2 — коллектор; 3 — зонд; 4 — системы отклонения; 5 — электронно-лучевая трубка

распределения по поверхности различных химических элементов производят специальной телевизионной системой, упрощенная функциональная схема которой показана на рис. 5.29.

В приборе с помощью систем отклонения 4, питаемых от генератора разверток, происходит сканирование зонда 3 по поверхности образца 1 и синхронное перемещение луча на экране электронно-лучевой трубки 5. При взаимодействии зонда с объектом часть электронов отражается и улавливается коллектором 2, а часть поглощается объектом; одновременно возбуждается тормозное и характеристическое рентгеновские излучения. Количество отраженных в каждой точке электронов зависит от строения соответствующего микроучастка поверхности объекта. Поэтому электрический сигнал, возникающий в цепи коллектора при сканировании, несет информацию о строении поверхности исследуемого объекта. Сигнал усиливается и поступает на управляющий электрод трубки, на экране которой и наблюдается увеличенное изображение поверхности в отраженных электронах. Аналогично формируется изображение в поглощенных электронах.

При изучении топографии распределения в поверхностном слое образца какого-либо химического элемента используют изображение, полученное в характеристическом излучении этого элемента. Например, области концентрации меди в образце могут быть выявлены по его изображению в характеристическом K -излучении меди. Для формирования изображения в характеристическом излучении на электроннолучевую трубку подается сигнал с регистрирующего устройства спектрометра, настроенного на регистрацию K - или L -линий соответствующего элемента.

На рис. 5.30 показана конструкция универсального микрозондового прибора отечественного производства марки «Зонд». Элек-

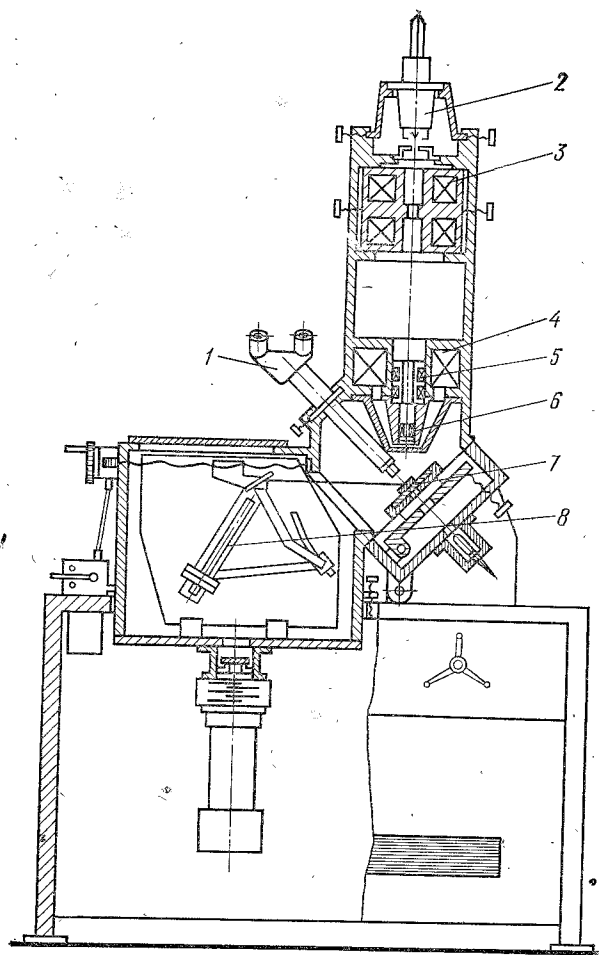


Рис. 5.30. Конструкция микрозондового прибора «Зонд»:

1 — световой микроскоп; 2 — электронная пушка; 3, 4 — соответственно конденсорная и объективная линзы; 5 — стигматор; 6 — развертывающие катушки; 7 — образец; 8 — блок спектрометров

троннооптическая система «Зонда» состоит из трехэлектродной электронной пушки 2, двух магнитных линз — конденсорной 3 и объективной 4 — и вспомогательной магнитной линзы — стигматора 5, предназначенной для улучшения формы электронного зонда путем коррекции астигматизма. Наблюдение за объектом ведут с помощью светового микроскопа 1, увеличение которого равно $350\times$. Угол между поверхностью образца 7 и электронным зондом составляет 45° .

Для повышения универсальности прибор снабжен блоком из трех спектрометров 8 и телевизионной системой, позволяющей получать различные виды изображения поверхности исследуемого объекта на экранах двух электроннолучевых трубок. Телевизионная система может работать в следующих режимах:

1. «Нормальный растр». В этом режиме можно наблюдать изображения поверхности исследуемого образца в отраженных или поглощенных электронах, в характеристических лучах, а также совмещенные (электронное и рентгеновское) изображения.

2. «Медленная строка». Развертка производится вдоль одной строки раstra; длительность развертки составляет 15—25 с. При этом на экране трубки воспроизводится кривая распределения вдоль строки интенсивности характеристического излучения анализируемого элемента. Полученная кривая отражает изменение концентрации данного элемента вдоль выбранной строки.

3. «Точка». В этом режиме производится количественный рентгеноспектральный анализ в точке. Зонд и электронный луч в трубке неподвижны (развертка отключена).

Установка работает при непрерывной откачке двумя отдельными вакуумными системами. С помощью одной из них осуществляют откачку камеры с образцами, с помощью другой — блока спектрометров.

Характеристики микрозондового прибора

Диаметр электронного зонда	1—2 мкм
Ускоряющее напряжение	8—50 кВ
Диапазон детектируемых длин волн	0,08—11,3 нм
Диапазон анализируемых элементов	от Be ($Z=4$) до U ($Z=92$)
Чувствительность анализа (определенная по меди)	0,02%
Увеличение изображения на экране электроннолучевой трубки	150—1500 $\times$
Максимальные размеры исследуемого образца (в плане)	50 $\times$ 50 мм

В последние годы в практике рентгеновского микроанализа наряду с универсальными приборами высокого класса все шире начинают применяться микроанализаторы упрощенной конструкции. Они просты и надежны в эксплуатации и имеют сравнительно небольшую стоимость.

На рис. 5.31 приведена принципиальная схема упрощенного микрозондового прибора, предназначенного для проведения работ по

микроанализу и микроскопии. ЭОС состоит из электронной пушки 1 и одной электростатической линзы 2, вместо которой при необходимости может быть установлена магнитная линза. Для юстировки ЭОС предусмотрена возможность перемещения в плоскости, перпендикулярной к оптической оси системы, катода с фокусирующим электродом относительно анода и всей пушки относительно линзы. Положение электронного зонда контролируют с помощью флюоресцирующего экрана через специальное смотровое окно в колонне ЭОС. После настройки системы экран убирают с пути электронов. Система с одной электростатической линзой обеспечивает

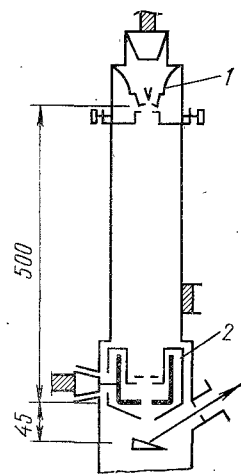


Рис. 5.31. Схема упрощенного микронного прибора:
1 — электронная пушка;
2 — электростатическая линза

диаметр зонда в фокусе 3—5 мкм. Объект устанавливают под углом 75° к оси зонда. В приборе использован вакуумный спектрометр с фокусировкой излучения по Иоганну. Видео-контрольная аппаратура позволяет наблюдать изображение поверхности исследуемого образца в электронах (поглощенных и отраженных) или характеристических рентгеновских лучах.

§ 5.8. ТРУБКИ ДЛЯ РЕНТГЕНОДИАГНОСТИКИ

Рентгенодиагностика, основанная на изучении теневой картины просвечивания органов или частей человеческого тела, является одним из важнейших методов общеклинического распознавания заболеваний. В зависимости от способа преобразования рентгеновского изображения в видимое различают три основных метода рентгенодиагностики: рентгенографию, рентгеноскопию и флюорографию.

При рентгенографии картину просвечивания фиксируют на фотопленке, которую затем рассматривают на просвет на негатоскопе.

В рентгеноскопии изображение получают и наблюдают на флюоресцирующем экране. В современной аппаратуре для этой цели все чаще начинают применяться усилители рентгеновского изображения, позволяющие повысить яркость наблюдаемой картины в 800—1200 раз.

В флюорографии, широко используемой при массовом обследовании населения, теневое изображение фотографируют с экрана на пленку уменьшенных размеров (от 24×24 мм до 10×12 см).

Очевидно, точность диагноза в этих случаях зависит прежде всего от качества исследуемой картины — ее яркости (или почернения пленки, если речь идет о снимке), контрастности и резкости. Для обеспечения требуемого качества изображения диагностические трубки, так же как и трубки для просвечивания материалов, долж-

ны иметь большую мощность, широкий диапазон регулирования напряжения и острый фокус.

В рентгеноскопии необходимая яркость теневой картины обеспечивается при мощности 0,2—0,5 кВт. В рентгенографии снимок подвижных органов (сердце, легкие) производят во избежание «размазывания» изображения за десятые, сотые, а иногда и тысячные доли секунды. Чтобы за столь малое время получить нужное почернение пленки, необходимо иметь секундную мощность трубки 20÷30 кВт и более. Диапазон напряжений, в котором должны работать диагностические трубки для достижения требуемого контраста теневой картины, составляет 40—150 кВ. Линейные размеры эффективного фокусного пятна, обеспечивающие требуемую резкость изображения, не должны превышать 1—3 мм.

Диагностические трубки обычной конструкции позволяют получить секундную мощность не более 5—8 кВт. Часто их изготавливают с двумя нитями накала, что дает возможность иметь в одном приборе два фокуса разных размеров. Например, в двухфокусной трубке 2-8 БДМ 5-110 при накале одной из нитей может быть получено действительное фокусное пятно размером 2×6 мм (эффективное пятно 2×2 мм), а при накале другой нити — 5×15 мм (5×5 мм); малое пятно допускает нагрузку 2 кВт, большее — 8 кВт. Для частичной защиты от неиспользуемого излучения и нейтрализации действия вторичных электронов применяют массивный анодный чехол из меди, однако некоторые трубки изготавливают без чехла. В последнем случае защита полностью обеспечивается кожухом (или баком трансформатора), в котором работает трубка. Для отвода выделяющегося на аноде тепла служит радиатор.

В большинстве современных установок для рентгенодиагностики применяют трубки с вращающимся анодом. Внешний вид такой трубки показан на рис. 5.32. Электронный пучок направляется на поверхность быстро вращающейся мишени эксцентрично (см. рис. 4.19). Эффективное фокусное пятно при вращении анода остается в пространстве неподвижным. Мощность, подводимая к мишени, распределяется по кольцевой поверхности значительно большей площади, чем при неподвижном аноде. Мишень охлаждается лучеиспусканием. Увеличение площади, бомбардируемой электронами, позволяет повысить мощность трубки. На рис. 5.33 показана конструкция вращающегося анода. Мишень 1 в виде вольфрамового диска (диаметром 60÷100 мм) укреплена на валу 2, вращающемся в шарикоподшипниках 4. С валом жестко соединен массивный медный цилиндр 3, являющийся короткозамкнутым ротором асинхронного электродвигателя. Статор двигателя надевают на анодную горловину баллона трубки снаружи. Вращающееся магнитное поле статора наводит в роторе токи, при взаимодействии которых с полем возникает электромагнитный момент. Скорость вращения анода (при частоте тока статора 50 Гц) составляет 2600—2800 об/мин. Секундная мощность трубки обычно равна 15—20 кВт при размере эффективного фокусного пятна 2×2 мм. Это в 8—10 раз больше, чем у трубок с неподвижным анодом при том же размере фокусного

пятна. Однако даже столь большое значение мощности оказывается в ряде случаев недостаточным.

При работе трубки в режиме больших нагрузок происходит нагрев вольфрама до высокой температуры ($2200\text{--}2500^\circ\text{C}$) и интенсивное испарение его частиц с поверхности фокусной дорожки, которая становится неровной, шероховатой. Выступы шероховатой поверхности поглощают часть рентгеновского излучения. Постепенное увеличение шероховатости (т. е. износ мишени) приводит к непрерывному ослаблению интенсивности излучения. В этом заключается существенный недостаток вольфрамовых мишеней.

Поиски путей увеличения мощности трубок привели к созданию анодов с утроенной скоростью вращения (8500 об/мин при частоте тока статора 150 Гц), а также применению сложных мишеней вместо вольфрамовых. Сложная мишень состоит из молибденовой подложки 2, покрытой слоем вольфрама 1 с присадкой $10\text{--}15\%$ рения (рис. 5.34). Благодаря тому, что теплоемкость молибдена примерно в два раза выше теплоемкости вольфрама, сложные мишени допускают повышенные нагрузки при повторно-кратковременном режиме работы. Присадка рения значительно увеличивает термическую стойкость мишеней и уменьшает их износ. Исследования показывают, что интенсивность излучения трубки с вольфрамовой мишенью после 5000 включений падает более чем на 40% по сравнению с первоначальной величиной. Для легированных мишеней (присадка рения $10\text{--}15\%$) снижение интенсивности составляет менее 15% . Применение утроенной скорости вращения анодов и сложных мишеней позволило увеличить мощность трубок с вращающимся

анодом в $2\text{--}3$ раза. Технология изготовления сложных мишеней очень трудоемкая и требует дальнейшего усовершенствования.

Трубки с вращающимся анодом в большинстве случаев выполняют двухфокусными. Как правило, фокусные дорожки делают раздельными и располагают на конических поверхностях мишени (см. рис. 5.34), имеющих разный угол наклона (обычно 10 и $17,5^\circ$). Использование раздельных фокусных дорожек позволяет снизить износ мишени и одновременно получить эффективный фокус малых размеров (при угле наклона 10°).

Важным элементом конструкции вращающегося анода являются шарикоподшипники. Их изготавливают из специальной жаропрочной стали, так как при работе трубки они нагреваются до высоких температур. Для уменьшения трения в подшипниках производят смаз-

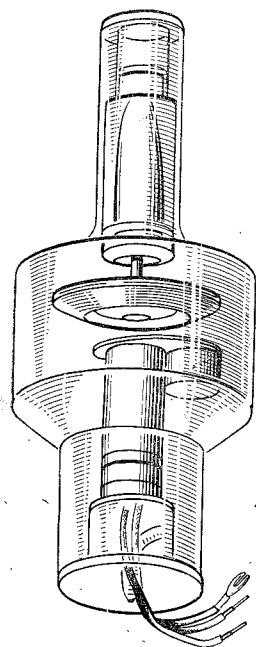


Рис. 5.32. Внешний вид трубки с вращающимся анодом

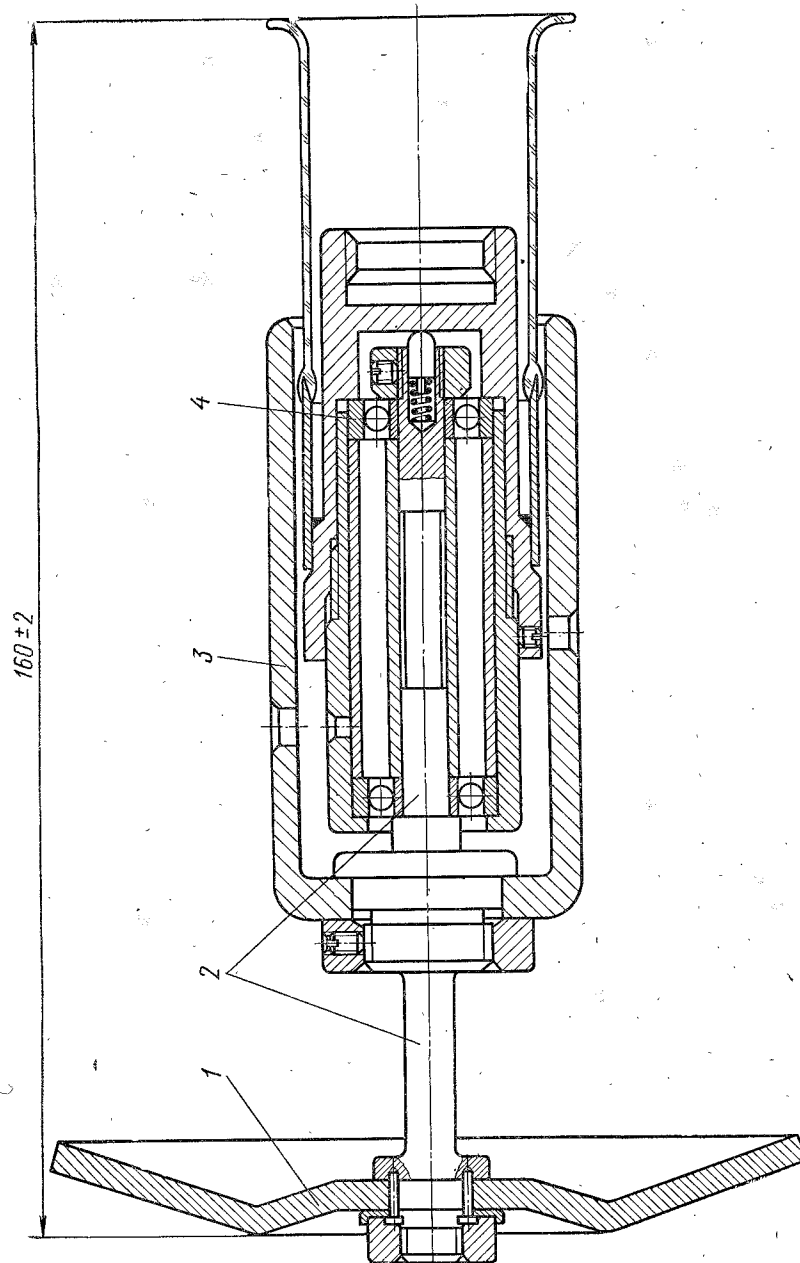


Рис. 5.33. Конструкция вращающегося анода:
1 — мишень; 2 — вал; 3 — цилиндр; 4 — подшипники

ку. Обычные смазочные материалы (масла) для использования в вакууме непригодны, поэтому в целях уменьшения трения дорожку подшипников покрывают дисульфидом молибдена, а сепаратор — серебром. К хорошему результату приводит также покрытие подшипников тонкой пленкой бария, а также свинцово-графитовой смазкой.

Для увеличения долговечности подшипников анод приводят во вращение непосредственно перед включением высокого напряжения. Время разгона анода обычно составляет около 1 с. Трубки работают в трансформаторном масле в защитном заземленном кожухе или в общем баке с высоковольтным источником.

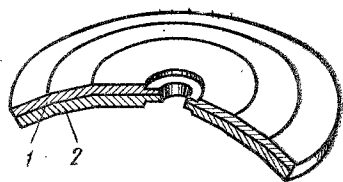


Рис. 5.34. Сложная мишень с разделенными фокусными дорожками:

1 — слой вольфрама, легированного реннием; 2 — молибденовая подложка

можно найти в книге Ю. Д. Денискина и Ю. А. Чижуневой (см. литературу).

Отечественной промышленностью выпускается широкий ассортимент рентгеновских трубок с вращающимся анодом. Параметры некоторых из них приведены в табл. 5.2. Подробную характеристику этих приборов и их тепловых режимов

Таблица 5.2

Параметры некоторых рентгеновских трубок с вращающимся анодом

Тип трубки	Размер эффективного фокусного пятна, мм	Допустимая мощность (кВт) при выдержках в секундах			
		0,06	0,1	1,0	2,5
1,2-16БД7-125	2×2	27	26	16	10,7
	0,3×0,3	—	1,47	1,2	1,1
1,4-16БД3-145	2×2	27	21,8	16	—
	0,4×0,4	—	1,7	1,4	—
6-10БД8-125	1,5×1,5	12,5	12	10	8,5
	0,8×0,8	7,9	6,6	6,3	5,5
8-16БД2-145	2×2	27	21,8	16	—
	1×1	10,5	9,8	8,5	—
8-16БД6-125	2×2	27	26	16	10,7
	1×1	10,2	10	8	6,5

§ 5.9. ТРУБКИ ДЛЯ РЕНТГЕНОТЕРАПИИ

Рентгенотерапия основана на использовании биологического действия рентгеновского излучения в лечебных целях. Установлено, что молодые, находящиеся в процессе роста клетки тканей (например, клетки опухолей) более чувствительны к воздействию лучей, чем старые сформировавшиеся клетки. Поэтому путем облучения

удаётся избирательно разрушить больные клеточные массы, практически не нанося вреда здоровым тканям и органам человеческого тела.

Особенности воздействия на организм рентгеновской радиации иллюстрируют кривые изменения относительной глубинной дозы в направлении облучения. Обычно кривые распределения дозы получают для водяных моделей, так как вода по своим физическим свойствам близка к тканям человеческого организма. Такие кривые для излучения различного спектрального состава при одинаковой дозе в максимуме показаны на рис. 5.35. Из рисунка видно, что при низких возбуждающих напряжениях максимальному облучению подвергаются поверхностные слои. С увеличением жесткости излучения экстремальное значение дозы смещается в сторону больших глубин. При этом облучение поверхностных слоев со стороны падающего пучка уменьшается. Таким образом, подбором спектрального состава радиации можно получить максимальную дозировку в месте расположения очага заболевания или достаточно близко от него. Важно также отметить, что при использовании очень жесткого излучения (30—50 МэВ) появляется опасность ожога тканей на тыльной стороне тела.

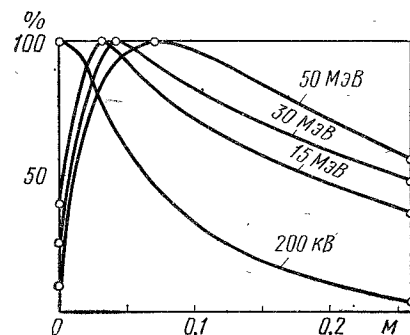


Рис. 5.35. Кривые изменения относительной глубинной дозы при разной жесткости излучения

Исходя из особенностей взаимодействия излучения различной жесткости с тканями живого организма рентгеновские трубки для терапии целесообразно разделить на две группы: 1) трубки для поверхностной терапии; 2) высоковольтные трубки для глубинной терапии.

Приборы обоих типов используют в режиме длительного непрерывного включения. Поэтому для сокращения времени облучения необходимо, чтобы они обладали большой мощностью. Особых требований к размеру фокусного пятна не предъявляется. Трубки для поверхностной терапии рассчитывают на напряжения до 100—150 кВ. Среди них следует выделить группу приборов, предназначенных для получения очень мягкого интенсивного рентгеновского излучения, например при лечении кожных и других заболеваний. Такие трубки имеют «прострельный» анод с мишенью из ренния ($Z=75$) или золота ($Z=79$). Сочетание тяжелоатомной мишени с тонким выходным окном из бериллия обеспечивает в непосредственной близости от окна высокую интенсивность тормозного излучения. Трубка, анод которой заземляется, располагается в большом защитном кожухе. Накал и высокое напряжение на катод подаются тонким высоковольтным кабелем. Кожух с трубкой можно

держат в руках, что очень удобно для практического использования прибора.

Для облучения органов, расположенных у поверхности тела, служат трубки большой мощности с бериллиевыми окнами, в частности, трубка для просвечивания 1БПВ1-60, описанная в § 5.2. При глубинной терапии, как указывалось, необходимо жесткое излучение с регулируемым в широком диапазоне спектром. Для его получения в области напряжений 200—2000 кВ используют рентгеновские трубки, причем на напряжения свыше 400 кВ их делают

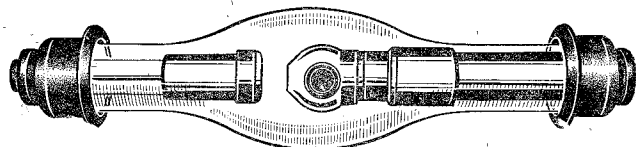


Рис. 5.36. Внешний вид терапевтической трубки типа ЗБТМ1-200

секционированными (так же как и трубки для просвечивания материалов). Рентгенотерапию глубоко лежащих очагов осуществляют с помощью тормозного излучения, генерируемого ускорителем электронов.

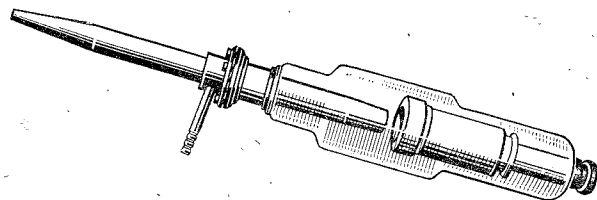


Рис. 5.37. Внешний вид терапевтической трубки с вынесенным полым анодом

Трубки для глубинной терапии конструктивно имеют много общего с трубками для просвечивания материалов и отличаются от последних главным образом большими размерами фокусного пятна. Двухэлектродные трубки имеют анод с массивным чехлом или вынесенный полый анод. На рис. 5.36 показан внешний вид терапевтической трубки ЗБТМ1-200, а на рис. 4.18 — конструкция ее анода. Трубка предназначена для работы в защитном кожухе с проточным масляным охлаждением анода. Она имеет круглый фокус диаметром около 10 мм. Угол раствора рабочего пучка излучения составляет примерно 50°.

Трубки с вынесенным полым анодом служат для полостной терапии, когда фокус прибора вводят непосредственно в полость больного органа. На рис. 5.37 показан внешний вид терапевтической трубки с вынесенным полым анодом.

§ 5.10. РЕНТГЕНОВСКИЕ АППАРАТЫ

Рентгеновским аппаратом называется совокупность элементов, предназначенных для получения и использования рентгеновских лучей.

Устройство

Рентгеновский аппарат состоит, как правило, из трех основных блоков: рентгеновского излучателя, генераторного устройства и пульта управления.

Излучатель представляет собой рентгеновскую трубку, помещенную в защитный кожух.

Генераторное устройство содержит источники питания рентгеновской трубки. В большинстве аппаратов источником высокого напряжения является высоковольтный трансформатор, который называется главным. Для питания катода трубки служит трансформатор накала. В том случае, когда трубка питается выпрямленным напряжением, в генераторное устройство входят электрические вентили, трансформаторы их накала, конденсаторы.

В пульте управления находятся приборы, контролирующие электрический режим рентгеновской трубки, а также органы управления аппаратом, цепи сигнализации и другие устройства.

Помимо указанных блоков, в состав рентгеновского аппарата могут (в зависимости от его назначения) входить флюоресцирующие экраны, детекторы излучения, усилители яркости рентгеновского изображения.

Отечественная промышленность выпускает широкий ассортимент рентгеновских аппаратов, предназначенных для работы с различными рентгеновскими трубками и в различных условиях.

По назначению рентгеновские аппараты делятся на медицинские и технические. К медицинским относятся аппараты диагностические и терапевтические. Аппараты для структурного и спектрального анализа, просвечивания и облучения в технологических целях составляют группу аппаратов технического применения. Внешний вид одного из современных рентгеновских аппаратов показан на рис. 5.38. Аппарат предназначен для рентгеноспектрального анализа. В его состав, кроме указанных выше элементов, входит вычислительный комплекс, с помощью которого рассчитывают концентрацию определяемых химических элементов по измеренным интенсивностям их характеристических линий.

На рис. 5.39 представлена упрощенная электрическая схема так называемого безвентильного рентгеновского аппарата, в котором рентгеновская трубка РТ включена непосредственно в цепь вторичной обмотки главного трансформатора ГТ. Цепь вторичной обмотки всегда заземляют. Выбор точки заземления диктуется условиями работы рентгеновской трубки и аппарата в целом. Если исследуемый объект и регистрирующая аппаратура должны находиться в непосредственной близости от фокуса трубки (например, в аппаратах для структурного анализа), то заземляют (как пока-

зано на рисунке) анод трубки. В этом случае катод находится под высоким потенциалом и для его питания необходимо использовать трансформатор накала, обеспечивающий изоляцию катода на максимальное рабочее напряжение. Когда по условиям эксплуатации

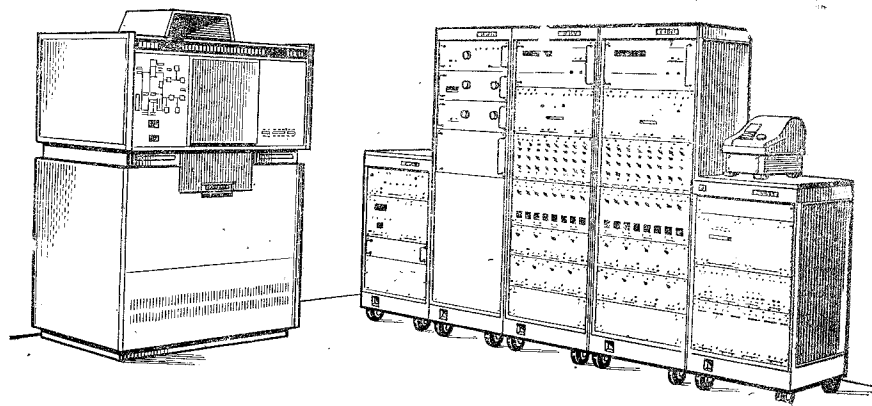


Рис. 5.38. Внешний вид рентгеновского аппарата для спектрального анализа

должен быть заземлен катод трубки, трансформатор накала может иметь пониженную изоляцию между первичной и вторичной обмотками. В ряде случаев заземляют среднюю точку вторичной обмотки

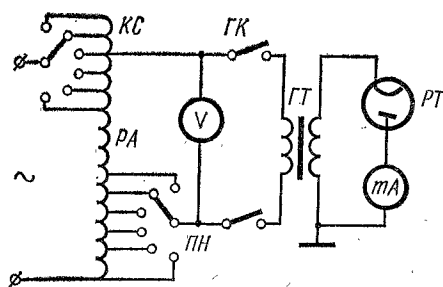


Рис. 5.39. Упрощенная электрическая схема безвентильного рентгеновского аппарата

Первичная обмотка главного трансформатора посредством главного контактора $ГК$ подключается к регулируемому автотрансформатору $РА$. Автотрансформатор предназначен для регулирования первичного напряжения главного трансформатора, которая может осуществляться плавно или ступенями, и коррекции сетевого напряжения. Кроме того, от автотрансформатора питаются некоторые вспомогательные цепи аппарата. При ступенчатой регулировке от обмотки автотрансформатора делают несколько отводов и переключателем напряжения $ПН$ на первичную обмотку главного трансформатора подают напряжение определенной величины. Это

напряжение измеряют вольтметром, который позволяет контролировать величину высокого напряжения, приложенного к рентгеновской трубке. Для этого вольтметр предварительно градуируют.

Градуировка состоит в том, что при фиксированном токе через трубку снимают зависимость между показаниями вольтметра и величиной напряжения на трубке. Напряжение на трубке при этом измеряют киловольтметром или шаровым разрядником. Полученные таким образом градуировочные зависимости прилагают к рентгеновскому аппарату.

Большинство современных аппаратов рассчитано на работу от электрической сети напряжением 220 В. Поскольку это напряжение не всегда соответствует номинальному значению, в аппарате предусмотрена коррекция сетевого напряжения. Ее осуществляют при помощи корректора сетевого напряжения $КС$. При пониженном напряжении сеть подключается к меньшему числу витков автотрансформатора, а при повышенном — большему. В результате напряжение, приходящееся на один виток обмотки автотрансформатора, поддерживается постоянным.

При разработке рентгеновских аппаратов особое внимание уделяют конструированию главного трансформатора, который во многом определяет надежность аппарата, его габариты и другие характеристики.

Главный трансформатор имеет магнитопровод броневого или стержневого типа, который набирают из штампованных пластин электротехнической стали толщиной 0,35—0,50 мм. При работе трансформатора магнитопровод заземляют. Первичную обмотку наматывают на диэлектрический каркас, который надевают на магнитопровод. Обмотку изготавливают из медного провода круглого или прямоугольного сечения с эмалированной или хлопчатобумажной изоляцией. При выборе площади сечения провода исходят из допустимой плотности тока в нем. В продолжительном режиме работы допустимая плотность тока составляет 2,5—3 А/мм². Число витков первичной обмотки определяется выбранным значением напряжения, приходящегося на один виток. Это напряжение лежит в пределах 1—2,5 В/виток.

Вторичная обмотка главного трансформатора состоит из одной или двух катушек, намотанных на диэлектрический каркас, который охватывает первичную обмотку. Намотку катушек осуществляют в несколько слоев медным проводом диаметром 0,1—0,3 мм с эмалированной изоляцией. Отдельные слои обмотки изолируют друг от друга специальной бумагой. Допустимая плотность тока во вторичной обмотке из-за плохих условий теплоотвода ниже, чем в первичной (1,5—2 А/мм²). Число витков зависит от величины вторичного напряжения и обычно равно нескольким десяткам тысяч.

Главный трансформатор (вместе с другими элементами генераторного устройства) размещают в стальном баке, заполненном трансформаторным маслом.

Высоковольтные трансформаторы современных рентгеновских аппаратов имеют следующие технические характеристики: амплитуду

туда напряжения на вторичной обмотке 15—150 кВ; мощность 0,5—10 кВА; к. п. д. примерно 90%; запас электрической прочности 30—40%.

В качестве вентилях в генераторных устройствах рентгеновских аппаратов обычно применяют высоковольтные кенотроны с накаливаемым катодом. В запертом состоянии кенотрон должен выдерживать большое обратное напряжение. Поэтому при его изготовлении стремятся обеспечить высокий и устойчивый вакуум, уменьшить вероятность автоэлектронной эмиссии, исключить скользящие разряды по поверхности баллона. Падение напряжения на кенотроне в открытом состоянии должно быть небольшим. Это достигается использованием в приборе катодов, обладающих большим током эмиссии.

Рентгеновские кенотроны имеют прямонакальный катод из чистого или торированного карбидированного вольфрама. Вольфрамовый катод обеспечивает ток эмиссии до 400—500 мА, карбиди-

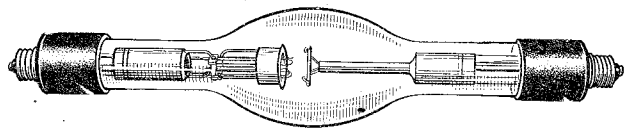


Рис. 5.40. Внешний вид рентгеновского кенотрона

рованный катод — до 600—700 мА. Обычно катод располагают внутри цилиндрического электрода и электрически соединяют с ним.

Анод кенотрона изготавливают из вольфрама в виде диска с закругленными краями или неглубокой чаши. С помощью проволочных держателей анод крепят на молибденовой анодной стойке.

Баллон кенотрона обычно выполняют из стекла. Внешний вид кенотрона показан на рис. 5.40.

Маркировка кенотрона содержит группу букв, обозначающих тип прибора, его назначение, рабочую среду, и цифру, указывающую максимальное обратное напряжение в киловольтах. Например, КРМ-80 означает: кенотрон рентгеновский, рассчитанный на работу в трансформаторном масле с максимальным обратным напряжением 80 кВ. Если кенотрон предназначен для работы на воздухе, в его обозначении отсутствует буква М (например, КР-220).

Наряду с кенотронами в рентгеновских аппаратах иногда используют полупроводниковые вентили, которые для своей работы не требуют накала.

Схемы выпрямления

В безвентильной схеме рентгеновского аппарата (см. рис. 5.39) к трубке прикладывается высокое напряжение, изменяющееся по синусоидальному закону. В прямой полупериод, когда анод трубки положителен относительно катода, в трубке возникает ток и она генерирует рентгеновское излучение. В обратный полупериод труб-

ка заперта: к ее аноду приложено отрицательное относительно катода напряжение. Через вторичную обмотку главного трансформатора ток проходит в одном направлении. Это приводит к появлению постоянного тока подмагничивания и как следствие к ухудшению условий работы трансформатора.

При работе в такой схеме трубка имеет пониженную отдачу рентгеновского излучения и должна обладать хорошей вентильной прочностью как в прямой, так и в обратный полупериод. Поэтому безвентильную схему питания, несмотря на простоту (отсутствие высоковольтных вентилях и конденсаторов), используют редко.

В современных рентгеновских аппаратах обычно применяют различные схемы выпрямления, которые позволяют улучшить условия работы трансформатора, получить вы-

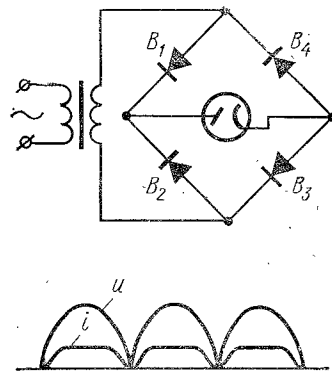


Рис. 5.41. Однофазная мостовая схема выпрямления

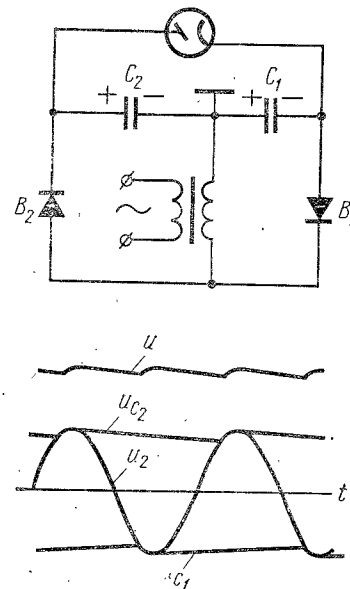


Рис. 5.42. Схема удвоения с практически постоянным напряжением

прямленное напряжение, превышающее напряжение вторичной обмотки трансформатора, а также увеличить отдачу рентгеновского излучения трубки.

Для исключения тока подмагничивания трансформатора и повышения мощности генераторного устройства служит однофазная мостовая схема выпрямления (рис. 5.41), в которой к рентгеновской трубке обратное напряжение не прикладывается, что облегчает условия работы трубки.

Вентили B_1 — B_4 образуют мост, к одной диагонали которого подключают рентгеновскую трубку, а к другой — вторичную обмотку главного трансформатора. В один полупериод, когда верхний конец обмотки трансформатора имеет положительный потенциал относительно нижнего конца, ток проходит через вентили B_1 , B_3 и рентгеновскую трубку. В это время к вентилям B_2 и B_4 приложено

обратное напряжение и они заперты. В другой полупериод ток проходит через вентили B_2 , B_4 и трубку, а вентили B_1 и B_3 заперты. Во вторичной обмотке действует чисто переменный ток, т. е. постоянный ток подмагничивания отсутствует.

Как видно из диаграммы (см. рис. 5.41), к трубке прикладывается пульсирующее напряжение. Ток i через трубку проходит практически в течение всего периода. Поэтому в мостовой однофазной схеме отдача рентгеновского излучения трубкой в два раза больше по сравнению с безвентильной схемой при одинаковых значениях максимального анодного тока и напряжения.

Мостовая однофазная схема выпрямления электрически симметрична, поэтому для улучшения условий работы главного трансформатора и высоковольтных кабелей вторичную обмотку трансформатора делают с заземленной средней точкой. В мощных рентгеновских аппаратах для питания трубки часто используют трехфазную мостовую схему выпрямления (схема Ларионова).

Максимальное напряжение вторичной обмотки главного трансформатора, как правило, не превышает 100—150 кВ. В том случае, когда для работы рентгеновской трубки требуется более высокое напряжение, применяют специальные схемы умножения. В рентгеновских аппаратах широко распространены схема удвоения с практически постоянным напряжением (рис. 5.42).

Ко вторичной обмотке трансформатора подключены две цепочки: одна состоит из вентиля B_1 и конденсатора C_1 , а другая — из вентиля B_2 и конденсатора C_2 . Рентгеновская трубка включена параллельно конденсаторам C_1 и C_2 . Катод вентиля B_1 и анод вентиля B_2 имеют общую точку с одним из выводов вторичной обмотки трансформатора. Благодаря такому включению вентиля при отсутствии тока через трубку (на холостом ходу) напряжение, до которого зарядится каждый конденсатор, равно амплитудному значению напряжения U_m вторичной обмотки трансформатора u_2 ; напряжение, приложенное к трубке u , равно удвоенной амплитуде вторичного напряжения $2U_m$.

При работе рентгеновской трубки конденсаторы C_1 и C_2 разряжаются практически постоянным током и напряжение на них u_{C_1} и u_{C_2} с течением времени уменьшается. В моменты времени, когда напряжение на конденсаторе (например, C_1) оказывается меньше мгновенного значения напряжения вторичной обмотки трансформатора u_2 , открывается соответствующий вентиль (в данном случае B_1) и конденсатор дозарядается до напряжения U_m . Процесс дозаряда каждого конденсатора длится сравнительно короткий промежуток времени и происходит один раз за период изменения напряжения питания. Напряжение на конденсаторах при этом изменяется по сложному закону.

Приложенное к трубке напряжение u пульсирует с удвоенной частотой. Величина пульсаций зависит от тока рентгеновской трубки и емкости конденсаторов. Поэтому для уменьшения пульсаций в схему включают конденсаторы большой емкости. Для ограничения тока при внезапных пробоях рентгеновской трубы в ее анодную

цепь включают резистор. Вентили, работающие в такой схеме, должны выдерживать в обратный полупериод напряжение $2U_m$.

В рентгеновских аппаратах применяют также другие схемы умножения, в частности, каскадную схему (см. § 1.2).

При протекании через рентгеновскую трубку тока на элементах схемы, обеспечивающих ее питание (главный трансформатор, вентили и др.), возникает падение напряжения. В результате приложенное к трубке напряжение $U_{\text{макс}}$ оказывается зависящим от ее тока: $U_{\text{макс}} = f(I_{\text{ср}})$, где $I_{\text{ср}}$ — среднее значение тока через трубку.

Эта зависимость называется внешней характеристикой рентгеновского аппарата (рис. 5.43). Она оказывает влияние на работу рентгеновской трубки.

В области рабочих токов внешняя характеристика представляет собой прямую линию, наклоненную под некоторым углом к оси абсцисс.

При расчете элементов рентгеновского аппарата, влияющих на вид внешней характеристики, учитывают следующие обстоятельства. С одной стороны, желательно, чтобы угол наклона внешней характеристики был небольшим, так как в этом случае обеспечивается возможность независимой регулировки тока и напряжения рентгеновской трубки. С другой стороны, определенными преимуществами обладают аппараты, у которых внешняя характеристика имеет большой угол наклона: при внезапных выбросах анодного тока, связанных со случайными пробоями трубки, приложенное к ней напряжение уменьшается. Это способствует восстановлению электрической прочности трубки и предотвращает выход ее из строя. Для увеличения угла наклона внешней характеристики в первичную или вторичную цепь главного трансформатора включают резисторы.

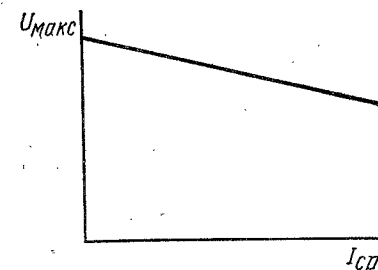


Рис. 5.43. Внешняя характеристика рентгеновского аппарата

Усилитель яркости рентгеновского изображения

Теневая картина, наблюдаемая на флюоресцирующем экране диагностического аппарата, имеет низкую яркость. Проблема повышения яркости изображения длительное время была одной из важнейших в рентгенодиагностике. Теперь она успешно решена благодаря созданию и использованию в диагностических аппаратах специальных усилителей яркости рентгеновского изображения. Такой усилитель представляет собой одну из разновидностей высоковакуумных фотоэлектронных приборов. Его устройство и принцип действия поясняет рис. 5.44.

Пучок рентгеновских лучей 1, пройдя через исследуемый образец 2, создает на флюоресцирующем экране 3 световое изображение

ние картины просвечивания. Это изображение через тонкий прозрачный слой диэлектрика 4 передается на фотокатод 5, который испускает фотоэлектроны 6, создающие электронное изображение. Под действием большой ускоряющей разности потенциалов (около 25 кВ), приложенной между фотокатодом 5 и анодом 8, электронное изображение переносится на выходной экран 9 из катодолюминофора, который преобразует это изображение в видимое. В процессе переноса происходит сокращение размеров изображения примерно в 10 раз.

Изображение на выходном экране можно наблюдать с помощью оптической системы (трубы) 10, которая увеличивает изображение,

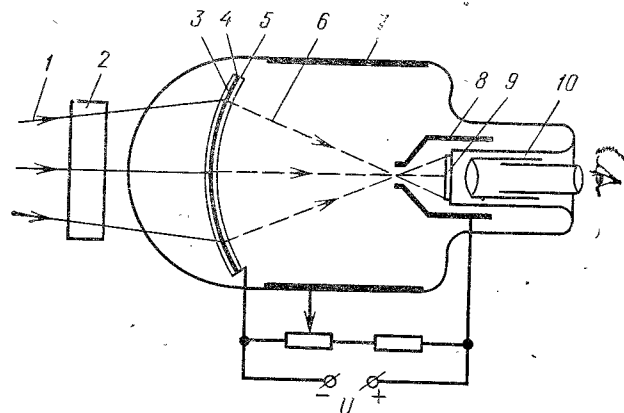


Рис. 5.44. Устройство усилителя яркости рентгеновского изображения:

1 — пучок рентгеновских лучей; 2 — образец; 3 — флуоресцирующий экран; 4 — слой диэлектрика; 5 — фотокатод; 6 — фотоэлектроны; 7 — металлическое покрытие; 8 — анод; 9 — выходной экран; 10 — оптическая система

не снижая его яркости. Резкость наблюдаемой картины регулируют путем изменения потенциала на металлическом покрытии 7, нанесенном на внутреннюю поверхность баллона прибора. При помощи телевизионного тракта изображение с выходного экрана может быть передано на экран телевизора или заснято фотокинокамерой.

Усиление яркости рентгеновского изображения описанным прибором достигается за счет ускорения фотоэлектронов большой разностью потенциалов и электронооптического уменьшения изображения при переносе. Общее усиление яркости происходит в 3000—4000 раз при разрешающей способности 2—3 линии на миллиметр.

В усилителях яркости обычно используют высокоэффективный сурьмяно-цезиевый фотокатод, максимум чувствительности которого лежит в синей области спектра при длинах волн 420—450 нм. Поэтому для изготовления флуоресцирующего экрана выбирают люминофор с синим свечением, например сернистый цинк, активи-

рованный серебром. Выходной экран для визуального наблюдения изображения выполняют из люминофора с желто-зеленым свечением.

Усилители яркости позволяют существенно уменьшить облучение пациента и врача, так как достаточная яркость изображения может быть обеспечена при меньшей интенсивности рентгеновского излучения. При этом также улучшается различимость мелких деталей изображения, что способствует постановке более точного диагноза. Усилители яркости рентгеновского изображения начинают использоваться и в аппаратах для просвечивания материалов.

ЛИТЕРАТУРА

К части первой

1. Ускорители заряженных частиц. Терминология. Изд-во «Наука», 1966.
2. Гринберг А. П. Методы ускорения заряженных частиц. Гостехиздат, 1950.
3. Комар Е. Г. Ускорители заряженных частиц. Атомиздат, 1964.
4. Ускорители. Под ред. Б. Н. Яблокова. Госатомиздат, 1962.
5. Жилейко Г. И. Высоковольтные электронные пучки. Изд-во «Энергия», 1968.
6. Электростатические генераторы. Под ред. А. К. Вальтера. Атомиздат, 1959.
7. Вальднер О. А. и др. Линейные ускорители. Атомиздат, 1969.
8. Ливингуд Дж. Принципы работы циклических ускорителей. ИЛ, 1963.
9. Федоров Н. Д. Циклотрон. Атомиздат, 1960.
10. Каница С. П. и Мелехин В. Н. Микротрон. Изд-во «Наука», 1969.
11. Петухов В. А. и Котов В. И. Современные ускорители частиц. Изд-во «Наука», 1965.
12. Ананьев Л. М. и др. Индукционный ускоритель электронов — бетатрон. Госатомиздат, 1961.
13. Гольдин Л. Л. и др. Применение тяжелых заряженных частиц высокой энергии в медицине. УФН, 1973, т. 110, вып. 1.
14. Анацкий А. И. и др. Линейный индукционный ускоритель. «Атомная энергия», 1966, т. 21, вып. 6.
15. Вахрушин Ю. П. и Матора И. М. Линейные индукционные ускорители — новые генераторы мощных пучков релятивистских электронов. УФН, 1973, т. 110, вып. 1.
16. Иванов С. А. и др. Поверхностная электрическая прочность стеклянных оболочек высоковольтных вакуумных приборов, работающих в сжатых газах. «Электричество», 1964, № 7.
17. Быстров Ю. А. и др. Прибор для бесконтактного измерения силы тока. «Измерительная техника», 1973, № 5.
18. Моносзон Н. А. и др. Основные параметры электромагнита протонного синхротрона на 7 ГэВ. ПТЭ, 1962, № 4.
19. Алмазов А. В. и др. Электростатический ускоритель с перезарядкой. ПТЭ, 1968, № 6.
20. Абрамян Е. А. и Гапонов В. А. Сильноточный ускоритель на основе трансформатора. «Атомная энергия», 1966, т. 21, вып. 5.
21. Вальднер О. А. и др. Линейный электронный ускоритель на 6 МэВ. Известия вузов. «Радиотехника», 1958, № 2.

К части второй

1. Блохин М. А. Физика рентгеновских лучей. Гостехиздат, 1957.
2. Раков В. И. Электронные рентгеновские трубки. Госэнергоиздат, 1952.
3. Хараджа Ф. Н. Общий курс рентгенотехники. Изд-во «Энергия», 1966.

4. Денискин Ю. Д. и Чижунова Ю. А. Рентгеновские диагностические трубки и их тепловые режимы. Изд-во «Энергия», 1970.
5. Шмелев В. К. Рентгеновские аппараты. Изд-во «Энергия», 1973.
6. Рентгеновские лучи. Под ред. М. А. Блохина. ИЛ, 1960.
7. Иванов С. А. и Чигак Ф. Ф. Мишени «прострельного» типа для рентгеновских трубок. Известия вузов. «Приборостроение», 1973, т. XVI, № 2.
8. Окс И. П. и др. Рентгеновская трубка на напряжение один миллион вольт для просвечивания материалов. «Электронная техника», 1973, серия 4, вып. 1.
9. Эйг Л. С. и др. Импульсные управляемые рентгеновские трубки с холодным катодом. ПТЭ, 1969, № 4.
10. Быстров Ю. А. и др. Исследование изменений во времени параметров рентгеновских трубок для структурного анализа. Известия ЛЭТИ, 1972, вып. 126.
11. Плотников Р. И. и Закозовский Г. В. Бескристалльный рентгеноспектральный анализ следов вещества. Аппаратура и методы рентгеновского анализа. Л., 1967, вып. 2.
12. Аб Э. А. и др. Портативные рентгеновские трубки для рентгеноспектрального анализа. «Аппаратура и методы рентгеновского анализа». Л., 1971, вып. 8.
13. Лидерман М. С. и Казакевич Л. М. Видеоусилитель телевизионной системы рентгеновского микроанализатора. «Аппаратура и методы рентгеновского анализа». Л., 1970, вып. 6.
14. Гоганов Д. А. и др. Рентгеновский микроанализатор «Зонд». «Аппаратура и методы рентгеновского анализа». Л., 1974, вып. 13.
15. Фетисов Д. В. и др. Растровый электронный микроскоп — рентгеновский микроанализатор с электростатической электронной оптикой. «Аппаратура и методы рентгеновского анализа», Л., 1969, вып. 5.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Часть первая. Ускорители заряженных частиц	4
Введение	4
Глава 1. Линейные ускорители	9
§ 1.1. Электростатический ускоритель	9
§ 1.2. Каскадный ускоритель	21
§ 1.3. Импульсный ускоритель	29
§ 1.4. Линейный резонансный ускоритель с трубками дрейфа	33
§ 1.5. Линейный индукционный ускоритель	35
§ 1.6. Линейный резонансный ускоритель электронов с бегущей волной	38
Глава 2. Циклические ускорители с постоянным во времени магнитным полем	50
§ 2.1. Принцип циклического ускорения	50
§ 2.2. Орбитальная устойчивость	52
§ 2.3. Циклотрон	62
§ 2.4. Циклотрон с пространственной вариацией магнитного поля (изохронный циклотрон)	72
§ 2.5. Принцип автофазировки	74
§ 2.6. Фазотрон (синхроциклотрон)	77
§ 2.7. Микротрон	78
§ 2.8. Встречные пучки частиц	88
Глава 3. Циклические ускорители с изменяющимся во времени магнитным полем	90
§ 3.1. Бетатрон	90
§ 3.2. Синхротрон	100
§ 3.3. Синхрофазотрон	104
Часть вторая. Рентгеновские приборы	112
Глава 4. Физические процессы в рентгеновских приборах. Элементы конструкции	112
§ 4.1. Применения рентгеновских приборов и их классификации	112
§ 4.2. Возбуждение рентгеновского излучения	115
§ 4.3. Взаимодействие рентгеновского излучения с веществом	124

§ 4.4. Катоды рентгеновских приборов	1
§ 4.5. Аноды рентгеновских приборов	1
§ 4.6. Вторичная электронная эмиссия в рентгеновских приборах	1
§ 4.7. Оболочка рентгеновских приборов	1
Глава 5. Конструкции рентгеновских приборов	1
§ 5.1. Общие вопросы работы рентгеновских приборов	1
§ 5.2. Трубки для просвечивания материалов	1
§ 5.3. Импульсные рентгеновские трубки	1
§ 5.4. Теневые рентгеновские микроскопы	1
§ 5.5. Трубки для рентгеноструктурного анализа	1
§ 5.6. Трубки для рентгеноспектрального анализа	1
§ 5.7. Рентгеновские микроанализаторы с электронным зондом	1
§ 5.8. Трубки для рентгенодиагностики	1
§ 5.9. Трубки для рентгенотерапии	1
§ 5.10. Рентгеновские аппараты	1
Литература	2

ЮРИЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ БЫСТРОВ,
СТАНИСЛАВ АЛЕКСЕЕВИЧ ИВАНОВ

УСКОРИТЕЛИ
И РЕНТГЕНОВСКИЕ
ПРИБОРЫ

Редактор *Т. И. Артемова*
Художник *Ю. Д. Федичкин*
Художественный редактор *Т. М. Скворцова*
Технический редактор *Т. А. Новикова*
Корректор *М. А. Минкова*

Т-02858 Сдано в набор 14/VIII-75 г. Подп. к печати 19/II-76 г.
Формат 60×90^{1/16} Бум. тип. № 3 Объем 13 печ. л. Усл. п. л. 13 Уч.-изд. л. 13,68
Изд. № ЭР-204 Тираж 10.000 экз. Цена 48 коп.

План выпуска литературы издательства
«Высшая школа» (вузы и техникумы) на 1976 г. Позиция № 122
Москва, К-51, Неглинная ул., д. 29/14,
Издательство «Высшая школа»

Московская типография № 8 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
Хохловский пер., 7. Зак. 3866