

КОРРЕКЦИЯ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ И ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ

Г. В. Брауде

---

**К**ОРРЕКЦИЯ  
ТЕЛЕВИЗИОННЫХ  
И ИМПУЛЬСНЫХ  
СИГНАЛОВ

Г. В. Брауде

# КОРРЕКЦИЯ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ И ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ

(Сборник статей)



ИЗДАТЕЛЬСТВО «СВЯЗЬ»

МОСКВА 1967

УДК 621.3.088.6.621.3.018

3—5—1

---

19—БЗ—26—67

# С о д е р ж а н и е

	Стр.
<b>СХЕМНАЯ КОРРЕКЦИЯ</b>	
О коррекции частотных и фазовых характеристик усилительных устройств	5
Сложная коррекция широкополосных усилителей . . . . .	46
Расчет сложной схемы коррекции телевизионных усилителей . . . . .	63
О коррекции усилительных устройств на низкой частоте . . . . .	88
<b>ПРОТИВОШУМОВАЯ КОРРЕКЦИЯ</b>	
О возможности устранения шумов в ламповых усилителях . . . . .	99
Способ сложной противозумовой коррекции . . . . .	121
Предварительный усилитель телевизионного киноканала . . . . .	141
О применении отрицательной обратной связи во входной цепи телевизионного усилителя . . . . .	163
Предварительный усилитель телевизионного канала . . . . .	169
<b>АПЕРТУРНАЯ КОРРЕКЦИЯ</b>	
Коррекция апертурных искажений при помощи дифференцирующих цепей	177
Переходные характеристики телевизионных систем с устройствами дифференциальной апертурной коррекции . . . . .	200
Новая схема дифференциальной апертурной коррекции . . . . .	214
Нелинейная апертурная коррекция . . . . .	220
<b>ПРИЛОЖЕНИЕ</b>	
О колебательных системах с безваттной связью (обобщение принципа обратной связи) . . . . .	232

## Предисловие

В сборнике помещены работы в области коррекции телевизионных и импульсных сигналов, написанные автором отдельно и с сотрудниками и опубликованные на протяжении более тридцати лет в различных журналах. Многие из этих журналов стали в настоящее время малодоступными широкому кругу читателей.

Основные результаты опубликованных работ освещены в учебниках и монографиях. Однако для все расширяющегося круга специалистов в области телевидения и видеоусилителей представляет интерес более подробное ознакомление с этими работами в оригинале, так как они до настоящего времени продолжают оставаться отправной базой для исследований и практических разработок в области коррекции телевизионных и импульсных сигналов.

Описанные в этих работах принципы построения и методы расчета схем коррекции, изложенные в конкретном применении к аппаратуре на лампах, одинаково применимы и к транзисторной аппаратуре.

В сборнике рассматривается проблема коррекции телевизионных сигналов со свойственными этой проблеме основными специфическими особенностями (противошумовая коррекция, апертурная коррекция). Первый раздел сборника (схемная коррекция) представляет общий интерес, изложенные в ней положения применимы для коррекции как телевизионных, так и импульсных сигналов.

В сборник включена также стоящая особняком статья «О колебательных системах с безваттной связью», опубликованная в 1931 г. В ней было дано развитие и обобщение принципа обратной связи и показана возможность осуществления при помощи усилительных устройств отрицательной, реактивной и комплексной обратных связей, получивших в дальнейшем широкое применение в области коррекции телевизионных и импульсных сигналов.

Некоторые статьи даны с небольшими сокращениями.

Издательство надеется, что сборник окажется полезным пособием для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов, сталкивающихся с проблемами коррекции телевизионных и импульсных сигналов.

Отзывы о сборнике просьба направлять в издательство «Связь» (Москва-центр, Чистопрудный бульвар, д. 2).

# Схемная коррекция

## О коррекции частотных и фазовых характеристик усилительных устройств<sup>1)</sup>

### Теоретическая часть

Для выправления (коррекции) частотных характеристик усилителей на сопротивлениях часто применяется включение самоиндукций в некоторые части усилительной цепи. Но до сих пор этот метод очень мало разработан, не существует ни удовлетворительной теории, ни правильного подхода к конструированию и расчету такого рода усилительных схем.

В настоящей работе мы попытались найти этот правильный подход и применить его к разработке некоторых усилительных схем, удовлетворяющих требованиям современного телевидения. Телевидение, кроме требования отсутствия частотных искажений в широкой полосе частот (современное телевидение до 1000 000 циклов), предъявляет еще требования отсутствия фазовых искажений в той же полосе частот, что должно быть особо учтено.

**Частотная характеристика.** Требование, предъявляемое к частотной характеристике усилителя, заключается в сохранении постоянства коэффициента усиления в пределах некоторой области частот. Поскольку в пределах этой области частот требование постоянства коэффициента усиления повышается при приближении к некоторой частоте  $\omega_0$  и понижается при отделении от нее, оно может быть математически проанализировано исследованием разложения коэффициента усиления<sup>2)</sup> по формуле Тэйлора вблизи этой частоты  $\omega_0$ .

---

<sup>1)</sup> Журнал технической физики. Том IV, вып. 9 и 10, 1934 г.

<sup>2)</sup> Под коэффициентом усиления, поскольку он комплексен, мы подразумеваем его модуль.

Коэффициент усиления как функция частоты (если эта функция имеет в рассматриваемом диапазоне непрерывные производные до  $(n+1)$ -го порядка включительно) может быть представлен в виде

$$f(\omega) = f(\omega_0) + \frac{f'(\omega_0)(\omega - \omega_0)}{1!} + \frac{f''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2}{2!} + \dots + \\ + \frac{f^n(\omega_0)(\omega - \omega_0)^n}{n!} + R_n,$$

где  $R_n$  — остаточный член — имеет вид

$$R_n = f^{n+1}(\xi) \frac{(\omega - \omega_0)^{n+1}}{(n+1)!}$$

( $\xi$  — некоторое среднее значение, лежащее между  $\omega$  и  $\omega_0$ ).

Из этого выражения видно, что для того, чтобы коэффициент усиления оставался постоянным и равным коэффициенту усиления при частоте  $\omega_0$ , необходимо, чтобы все  $n$  производных коэффициентов усиления по частоте при частоте  $\omega_0$  были равны нулю и, кроме того, остаточный член разложения  $R_n$  равнялся бы нулю. Равенство или неравенство нулю остаточного члена зависит от вида разлагаемой функции, задаваемой данной усилительной схемой. Равенство нулю производных по частоте при частоте  $\omega_0$  может быть осуществлено соответствующим подбором параметров усилительной схемы, если совместное решение уравнений, связывающих в этом случае эти параметры, дает для них (параметров) вещественные значения. В зависимости от вида усилительной схемы большее или меньшее число членов разложения в формуле Тэйлора может быть сделано равным нулю, и в зависимости от этого и от удельного веса этих членов разложения коэффициент усиления будет больше или меньше отклоняться с частотой от коэффициента усиления при частоте  $\omega_0$ .

Приравняем производную от коэффициента усиления (разложенного по формуле Тэйлора) по частоте нулю.

Корни полученного уравнения

$$f'(\omega) = \frac{f'(\omega_0)}{1!} + \frac{(\omega - \omega_0)}{1!} f''(\omega_0) + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2!} f'''(\omega_0) + \dots + \\ + \frac{(\omega - \omega_0)^{n-1}}{(n-1)!} f^n(\omega_0) + \frac{(\omega - \omega_0)^n}{n!} f^{(n+1)}(\xi) + \frac{(\omega - \omega_0)^{n+1}}{(n+1)!} f^{(n+2)}(\xi) = 0$$

представляют собой резонансные частоты, при которых коэффициент усиления имеет максимум или минимум. Если одна первая производная коэффициента усиления по частоте при частоте  $\omega_0$  равна нулю:  $f'(\omega_0) = 0$ , полученное уравнение имеет корень  $\omega = \omega_0$  первой кратности. Если первая и вторая производные совместно равны нулю:

$$f'(\omega_0) = 0; \quad f''(\omega_0) = 0,$$

уравнение имеет корень  $\omega = \omega_0$  второй кратности и т. д. Если ряд от первой до  $n$ -й производных совместно равны нулю:

$$f'(\omega_0) = f''(\omega_0) = \dots = f^n(\omega_0) = 0,$$

то уравнение имеет корень  $\omega = \omega_0$   $n$ -й кратности.

Отсюда следует тот физический смысл равенства нулю совместно ряда производных коэффициента усиления по частоте при частоте  $\omega_0$ , что при этом ряд резонансных частот, при которых коэффициент усиления имеет максимум или минимум, совместно равен  $\omega_0$ . Эти резонансные частоты как бы сливаются в одну резонансную частоту, равную  $\omega_0$ .

Число этих резонансных частот не может быть больше числа вообще возможных в схеме резонансных частот. В случае, когда коэффициент усиления схемы представляется в виде целого полинома  $n$ -й степени (без остаточного члена), число этих частот не может быть больше  $n-1$ . При равенстве нулю  $n-1$  производных коэффициента усиления по частоте при частоте  $\omega_0$  все резонансные частоты схемы сольются в одну резонансную частоту  $\omega_0$ ; при равенстве нулю также и  $n$ -й производной схема уже не будет иметь ни одной резонансной частоты, так как коэффициент усиления станет совершенно не зависящим от частоты.

**Фазовая характеристика.** Если в телефонии имеет место акустический закон Ома, по которому сдвиги фаз отдельных составляющих звука не влияют на восприятие этого звука, то в телевидении так же, как и в телеграфии, необходима неискаженная передача формы усиливаемого напряжения, для чего, как известно, сдвиги фаз отдельных составляющих должны быть равны нулю или пропорциональны частоте. Ввиду этого, в отличие от усилителей для телефонии, где совершенно не приходится заботиться о фазовой характеристике, в усилителях для телевидения фазовая характеристика должна быть, по крайней мере линейна; абсолютная величина углов сдвига фазы не имеет значения.

Применяя к анализу фазовой характеристики тот же метод, который мы применили к анализу частотной характеристики, можно установить, что для уменьшения фазовых искажений в телевидении необходимо приравнивать нулю производные угла сдвига фазы по частоте при частоте  $\omega_0$  (частота, вблизи которой искажения должны быть минимальны), начиная со второй производной; величина первой производной будет определять наклон касательной к фазовой кривой при частоте  $\omega_0$ . Отклонение угла сдвига фазы от этой касательной характеризует собой фазовые искажения в телевидении и должно быть минимальным. Для измерительных целей может оказаться необходимым сведение к минимуму и абсолютных величин углов сдвига фазы. В этом случае необходимо приравнивать нулю все производные угла сдвига фазы по частоте при частоте  $\omega_0$ , начиная с первой производной.



Для одновременного устранения как частотных, так и фазовых искажений необходимо приравнять нулю как производные коэффициента усиления по частоте, так и производные угла сдвига фазы по частоте при частоте  $\omega_0$ .

Совместное решение образованных таким образом уравнений определит параметры усилительной цепи.

Ко всему сказанному выше о производных сдвига фазы по частоте так же, как и о производных коэффициента усиления по частоте, необходимо добавить, что речь идет о производных, являющихся функцией от параметров, равенство нулю которых дает для этих параметров вещественные значения, причем число производных коэффициента усиления и сдвига фазы, приравняваемых нулю, не может быть, разумеется, больше числа параметров усилительной цепи. Количество производных коэффициента усиления и количество производных сдвига фазы, в отдельности приравняемых нулю, определяются усилительной схемой и величинами допустимых частотных и фазовых искажений. Как мы увидим ниже, при разборе конкретных усилительных схем наибольшее внимание приходится уделять частотным искажениям; фазовые искажения уже при равенстве нулю одной производной сдвига фазы по частоте становятся гораздо меньше допустимых, в то время как частотные искажения при равенстве нулю одной производной коэффициента усиления по частоте еще больше допустимых. Бывает и так, что, не приравнявая нулю ни одной производной угла сдвига фазы по частоте, мы, приравнявая нулю производные коэффициента усиления по частоте, получаем одновременно с уменьшением частотных искажений и вполне достаточное уменьшение фазовых искажений.

Изложенным выше методом можно воспользоваться для исследования и конструирования любых усилительных схем как на сопротивлениях, так и трансформаторных и резонансных усилительных схем, состоящих как из разнородных, так и из идентичных каскадов усиления.

В настоящей работе мы воспользуемся им, как уже указывалось в начале статьи, только для исследования и конструирования усилителей на сопротивлениях, причем усилителей, состоящих из идентичных каскадов усиления.

За частоту  $\omega_0$ , при которой частотные и фазовые искажения должны быть минимальны, в случае телевидения можно считать частоту кадров. Эта частота по отношению к верхней граничной частоте, передаваемой в телевидении полосы частот, очень мала. Мы будем для простоты считать эту частоту  $\omega_0$  равной нулю, не рассматривая при этом искажений, появляющихся в усилителях на сопротивлениях при частотах, близких нулю, благодаря разделительному конденсатору, который подбирается настолько большим, что его емкостным сопротивлением, начиная с частот, весьма близких к нулю и выше, можно пренебречь. Разложение по формуле Тэйлора заменяется тогда разложением по формуле Мак-Ло-

рена, и для устранения частотных и фазовых искажений мы будем подбирать параметры усилительной схемы таким образом, чтобы производные коэффициента усиления и угла сдвига фазы по частоте при частоте, равной нулю, были равны нулю. Для частотной характеристики это означает, что мы резонансные частоты усилительной схемы будем одну за другой сводить к нулю.

Пренебрегая влиянием разделительных конденсаторов, мы будем чертить наши схемы без них.

Поскольку мы будем рассматривать только усилители, состоящие из идентичных каскадов усиления, то указанные выше операции будем производить над схемой отдельного усилительного каскада и рассмотрим затем отдельно совместное действие ряда идентичных каскадов.

## Усилительные схемы на сопротивлениях

При исследовании усилительных схем на сопротивлениях будем оперировать с понятием импеданса схемы, под которым мы будем понимать отношение напряжения между двумя точками схемы, являющимися ее выходом, к току, проходящему через две точки схемы, являющимися ее входом. В случае усилительного каскада этот импеданс представляет собой отношение напряжения на сетке последующей лампы к току, проходящему через анод предыдущей лампы.

Как легко может быть показано, произведение этого импеданса на статическую крутизну лампы представляет собой коэффициент усиления каскада в том случае, если внутреннее сопротивление лампы представлено в схеме параллельно соединенным с внешним анодным сопротивлением.

Отношение импеданса усилительной схемы при данной частоте к импедансу усилительной схемы при частоте, равной нулю (когда схему можно считать состоящей из одних омических сопротивлений), равное отношению соответствующих коэффициентов усиления, представляет собой, вообще говоря, комплексное отвлеченное число, которое мы обозначим через  $\alpha$ . Вместо частоты при исследовании введем отвлеченную величину  $\Delta$ , представляющую собой отношение данной частоты к некоторой частоте, обратной постоянной времени рассматриваемой схемы без включенных в нее корректирующих самоиндукций и равной  $\frac{1}{RC}$ ; эту частоту часто

называют граничной частотой  $\omega_{гр}$ . Таким образом,  $\Delta = \omega : \omega_{гр} = \omega RC$ . Зависимость  $\alpha$  от  $\Delta$  представляет собой в общем виде зависимость коэффициента усиления рассматриваемой схемы от частоты, причем параметры схемы войдут в эту зависимость, понятно, так же, как и коэффициент усиления и частота, в виде отвлеченных величин. Эта зависимость и будет подвергнута нами исследованию.

Исследование усилительных схем на сопротивлениях начнем с разбора одной применяющейся у нас и за границей схемы рис. 1<sup>1)</sup>. В этой схеме, по мысли ее авторов, благодаря резонансу самоиндукции  $L$  (включенной между анодом предыдущей и сеткой последующей лампы последовательно с разделительным конденсатором, не представленным на чертеже, так как влиянием его можно пренебречь) с динамической емкостью сетки лампы  $C_g$  происходит повышение уси-

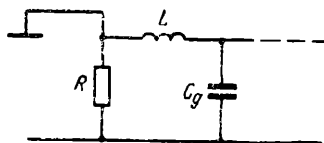


Рис. 1

ления вблизи частоты  $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC_g}}$ , посред-

ством которого и выправляется обычно происходящее падение усиления. Согласно расчетам самих авторов максимальная частота, падение усиления на которой еще может быть таким образом выправлено, равна

$$\omega = \frac{1}{RC_g},$$

где  $R$  — общее сопротивление анодной цепи, состоящее из параллельно соединенных анодного сопротивления  $R_a$ , сопротивления сеточной утечки  $R_g$  и внутреннего сопротивления лампы  $R_i$ , т. е. равна как раз так называемой граничной частоте  $\omega_{гр}$ . Такое выправление происходит при величине самоиндукции  $L = R^2 C_g$ . При этом на граничной частоте мы действительно будем иметь полную компенсацию падения усиления, т. е. отношение коэффициента усиления на граничной частоте к начальному коэффициенту усиления при частоте, равной нулю, будет равно единице, между тем как в обычном каскаде усиления без корректирующих самоиндукций это отношение будет равно  $\frac{1}{\sqrt{2}}$ .

Применим к исследованию частотной характеристики этой схемы общий метод, изложенный нами выше.

Для величины  $\alpha$  мы получим в рассматриваемом случае следующее выражение:

$$\alpha = \frac{1}{(1 - \Delta^2 k) + i \Delta},$$

где  $\Delta$  в рассматриваемом случае равно

$$\omega RC_g \left( \Delta = \omega : \frac{1}{RC_g} \right),$$

а величина  $k$  представляет собой отношение величины, включенной в схему самоиндукции, к произведению квадрата сопротивления на емкость

$$\left( k = \frac{L}{R^2 C_g} \right)$$

<sup>1)</sup> Схема эта впервые предложена А. А. Рассушиным. Подробное описание и расчет приведены в работах [1], [2].

и является переменным параметром схемы, поскольку величина самоиндукции, включенной в схему, может быть регулируема. С этим параметром, являющимся отвлеченным, нам придется встречаться и в дальнейшем.

Из выражения для  $\alpha$  получаем для квадрата модуля выражение

$$|\alpha|^2 = \frac{1}{(1 - \Delta^2 k)^2 + \Delta^2},$$

а для угла сдвига фазы схемы выражение

$$\varphi = -\arctg \Delta \frac{1}{1 - \Delta^2 k}.$$

В выражении для квадрата модуля  $\alpha$  в настоящем случае частоты входит только в виде  $\Delta^2$ , поэтому в настоящем случае так же, как и в дальнейшем, поскольку это и там будет иметь место, мы, согласно нашему методу, будем приравнивать нулю производные  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$ . В настоящем простом случае, когда имеется всего один параметр  $k$ , приравниваем только одну первую производную  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  нулю, откуда получаем уравнение

$$\Delta^2 k^2 - 2k + 1 = 0.$$

При  $\Delta = 0$  имеем для параметра  $k$  значение  $\frac{1}{2}$ , т. е.

$$L = \frac{1}{2} R^2 C_g.$$

Из этого же уравнения имеем резонансную частоту в виде

$$\Delta_{\text{рез}} = \frac{2k - 1}{k^2};$$

как и следует из общей теории, эта резонансная частота становится равной нулю при том же значении  $k = \frac{1}{2}$ .

Приравнивая первую производную резонансной частоты по нулю, мы получим значение для  $k$ , при котором резонансная частота будет максимальна. Это значение равно единице, т. е.

$$L = R^2 C_g$$

и соответствует как раз тому случаю, который рассматривается авторами этой схемы и при котором полностью компенсируется падение усиления на так называемой граничной частоте. Легко показать, что этот случай, хотя и является в известном смысле оптимальным, не является таковым в смысле наименьших частотных искажений, в котором оптимальным является, как следует из общей теории, случай  $k = \frac{1}{2}$ .

Действительно, в случае  $k=1$  мы имеем частотную характеристику, представленную на кривой  $\alpha_1$  рис. 2 при  $\Delta=1$ ,  $\alpha=1$ , но в пределах от  $\Delta=0$  до  $\Delta=1$   $\alpha$  больше единицы и имеет максимум при резонансной частоте  $\Delta_{\text{рез}} = \frac{1}{\sqrt{2}}$ , равный  $\sqrt{\frac{4}{3}}$ .

Таким образом, на самом деле существует падение коэффициента усиления в обе стороны от резонансной частоты  $\Delta_{\text{рез}} = \frac{1}{\sqrt{2}}$ , который при  $\Delta=0$  и при  $\Delta=1$  падает до  $\sqrt{\frac{3}{4}} = 0,867$  от максимальной величины. Между тем, как и в случае  $k = \frac{1}{2}$ , мы имеем

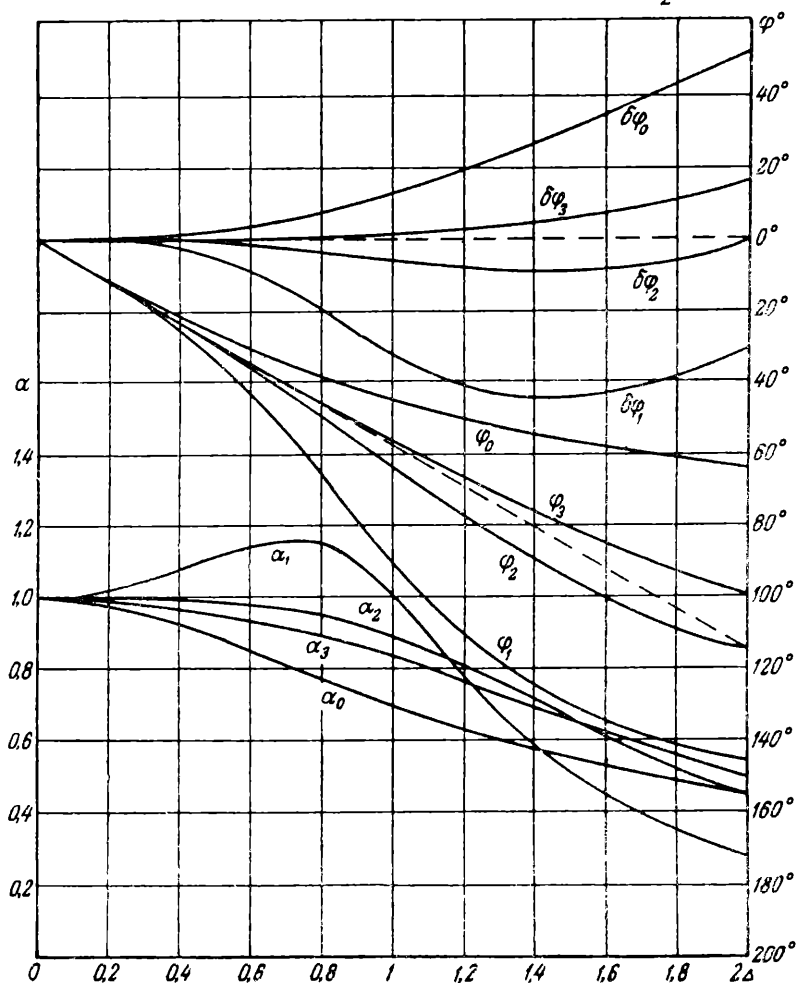


Рис. 2

частотную характеристику, представленную на кривой  $\alpha_2$  рис. 2; при  $\Delta=0$   $\alpha=1$  — максимум усиления, а также непрерывное падение коэффициента усиления, который при  $\Delta=1$  падает до  $\sqrt{\frac{4}{5}} = 0,8944...$  от максимальной величины. На кривой  $\alpha_0$  того же рис. 2 представлена для сравнения частотная характеристика, соответствующая случаю  $k=0$  обычной некомпенсированной схемы усиления на сопротивлениях, при котором коэффициент усиления при  $\Delta=1$  падает до  $\frac{1}{\sqrt{2}} = 0,707$  своей начальной величины.

Выпрямление частотной характеристики происходит только в некотором диапазоне частот; например, в рассмотренном нами случае  $k=\frac{1}{2}$  это выправление происходит только до значения  $\Delta=2$ , при котором частотная характеристика, соответствующая этому случаю, пересекает частотную характеристику, соответствующую случаю обычной некомпенсированной схемы ( $k=0$ ). Мы будем рассматривать в основном диапазон частот от  $\Delta=0$  до  $\Delta=1$ . Фазовая характеристика также может быть выправлена только в некотором диапазоне частот; мы будем ее рассматривать в том же диапазоне частот, что и частотную характеристику.

Переходя к исследованию фазовой характеристики, мы, в первую очередь, можем выяснить, что первая производная угла сдвига фазы по частоте при частоте, равной нулю, независимо от значения  $k$  равна единице, и таким образом касательная к фазовой кривой при частоте, равной нулю, при любом значении  $k$  выражается прямой  $\varphi=-\Delta$  или в градусах  $\varphi=-57,3\Delta$ . Отклонение фазовой кривой от этой прямой будет различно в зависимости от значения  $k$ . Все четные производные угла сдвига фазы по частоте при частоте, равной нулю, независимо от значения  $k$  всегда равны нулю; таким образом, для нахождения значения, при котором отклонение фазовой кривой от прямой  $\varphi=-\Delta$  будет минимально, мы согласно нашему методу должны приравнять нулю третью производную угла сдвига фазы по частоте при частоте, равной нулю.

Производя это действие, мы получаем для  $k$  значение  $\frac{1}{3}$ . В этом случае частотная характеристика, представленная на кривой  $\alpha_3$  рис. 2, выправляется немного, коэффициент усиления падает при  $\Delta=1$  до  $\sqrt{\frac{9}{13}}$  первоначального значения, но фазовая кривая, представленная на кривой  $\varphi_3$  того же рис. 2, отклоняется очень незначительно. Отклонение сдвига фазы от линейности (от прямой  $\varphi=-\Delta$ ), представленное на кривой  $\delta\varphi_3$  того же чертежа, достигается при  $\Delta=1$  всего  $+0,9^\circ$ , между тем как в случае обычного каскада усиления  $k=0$ , фазовая кривая которого представлена на кривой  $\varphi_0$  того же чертежа, это отклонение, представленное на кривой  $\delta\varphi_0$  того же чертежа, достигает на так называемой граничной частоте  $\Delta=1$   $+12,3^\circ$ .

В случае  $k = \frac{1}{2}$ , удовлетворяющем условию минимума частотных искажений, фазовая кривая которого представлена на кривой  $\varphi_2$  того же чертежа, отклонение угла сдвига фаз от линейности, представленное на кривой  $\delta\varphi_2$  того же чертежа, также сравнительно невелико, достигая при  $\Delta = 1$ ,  $-5,5^\circ$ . Но в случае  $k = 1$ , фазовая кривая которого представлена на кривой  $\varphi_1$  того же чертежа, это отклонение, представленное на кривой  $\delta\varphi$  того же чертежа, очень велико и достигает при  $\Delta = 1$ ,  $-32,7^\circ$ .

Мы видим, что если в смысле частотных искажений случай  $k = 1$  хуже случая  $k = \frac{1}{2}$ , то в смысле фазовых искажений случай  $k = 1$  гораздо хуже не только случая  $k = -\frac{1}{3}$ , но и случая  $k = \frac{1}{2}$  и даже случая обычной, некомпенсированной схемы  $k = 0$ .

Плохие результаты, получаемые многими при применении этой схемы к телевидению, объясняются неправильным подбором величины  $k$ , приводящим к большим фазовым искажениям.

Получить одновременно минимум частотных искажений и минимум фазовых искажений при этой схеме невозможно, так как она обладает всего одним параметром и допускает приравнивание нулю всего одной производной коэффициента усиления или угла сдвига фазы. По той же причине невозможно большее уменьшение частотных искажений, чем то, которое мы имеем в случае  $k = \frac{1}{2}$ .

Но эта схема сама собой преобразуется в схему, обладающую двумя параметрами, как только мы воспользуемся экранированными лампами. В разобранный выше схеме емкость полагалась сосредоточенной у сетки лампы, так как у обычных трехэлектродных ламп, которые в этой схеме предполагались, динамическая емкость сетки весьма велика по сравнению с емкостью анода. У экранированных ламп динамическая емкость сетки настолько мала, что ею можно пренебречь и считать емкость сетки равной ее статической емкости. Это само по себе делает применение экранированных ламп для широкополосного усиления весьма выгодным. Благодаря этому же, емкость нельзя считать сосредоточенной у сетки, так как емкость анода становится соизмеримой с емкостью сетки. Схема рис. 1 преобразуется в схему рис. 3, обладающую, кроме параметра  $k = \frac{L}{R^2 C_g}$ , еще одним параметром, который может

быть сделан переменным в виде отношения отдельных емкостей, и допускающую поэтому дальнейшее выправление частотной и фазовой характеристик. В этой эквивалентной схеме  $R$  представляет собой одно анодное сопротивление, так как внутреннее сопротивление экранированной лампы так же, как и сеточное сопротивление,

гораздо больше анодного и ими можно при параллельном соединении пренебречь.

Применим к исследованию этой схемы наш метод. Для величины  $\alpha$  в рассматриваемом случае получим следующее выражение:

$$\alpha = \frac{1}{(1 - kx^2 \Delta^2) + i \Delta [1 - \Delta^2 kx^2 (1 - x)]},$$

где  $\Delta = \omega RC = \omega R(C_a + C_g)$ , по-прежнему  $k = \frac{L}{R^2 C_g}$ ,  $x$  — новый параметр, представляющий собой отношение емкости сетки к сумме емкостей сетки и анода:

$$x_g = \frac{C_g}{C} = \frac{C_g}{C_a + C_g}.$$

Из выражения для  $\alpha$  получим для квадрата модуля  $\alpha$  выражение

$$|\alpha|^2 = \frac{1}{[1 - kx^2 \Delta^2]^2 + \Delta^2 [1 - \Delta^2 kx^2 (1 - x)]^2},$$

а для угла сдвига фазы выражение

$$\varphi = -\arctg \Delta \frac{1 - kx^2 (1 - x) \Delta^2}{1 - kx^2 \Delta^2}.$$

Действуя согласно нашему методу в этом случае, когда имеются два параметра  $k$  и  $x$ , мы можем приравнять нулю первую и вторую производные  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  при  $\Delta=0$  или же первую производную  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  и третью производную угла сдвига фазы по  $\Delta$  при  $\Delta=0$

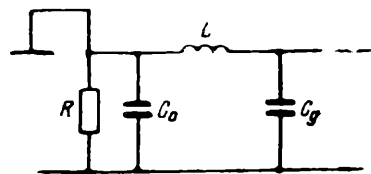


Рис. 3

(вторая производная угла сдвига фазы по  $\Delta$  при  $\Delta=0$  равна нулю независимо от значения параметров  $k$  и  $x$ ). Приравнявая нулю первую и вторую производные  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  при  $\Delta=0$ :

$$|\alpha|'_{\Delta=0} = 0, \quad |\alpha|''_{\Delta=0} = 0,$$

получим два уравнения:

$$2kx^2 - 1 = 0,$$

$$2k^2x^4 - 4kx^2(1 - x) = 0,$$

откуда определяем  $x = \frac{3}{4}$  и  $k = \frac{8}{9}$  — значения параметров, при которых мы имеем минимум минимума для частотных искажений. На кривой  $\alpha_1$  рис. 4 представлена частотная характеристика, соответствующая этому случаю. Там же так же, как и на рис. 2, представлена для сравнения частотная кривая обычной некомпенсированной схемы  $\alpha_0$ .



При  $\Delta=1$  коэффициент усиления падает до  $\sqrt{\frac{64}{65}}=0,993$  своей максимальной величины. Таким образом, при  $\Delta=1$  происходит падение усиления всего на 0,7%, в то время как в ранее разобранной нами схеме с одним параметром мы имеем падение на 10,5%, а в случае обычной, некомпенсированной схемы падение на 29,3%. Фазовая характеристика, соответствующая этому случаю, представлена на кривой  $\varphi_1$  того же рис. 4. Она также мало отклоняется от прямой  $\varphi=-\Delta$ , представляющей собой касательную к фазовой кривой независимо от значений параметров  $k$  и  $x$ ; кривая отклонений сдвига фазы от линейности представлена на кривой

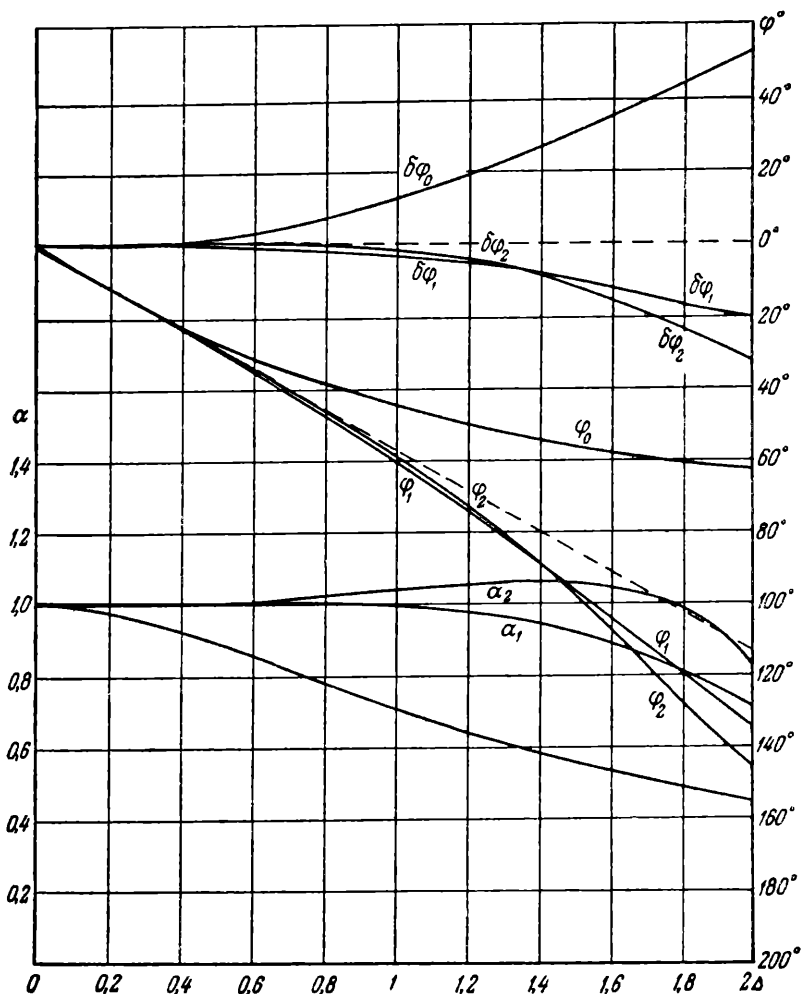


Рис. 4

$\delta\varphi_1$  того же чертежа. При  $\Delta=1$  это отклонение достигает  $-3,33^\circ$ , в то время как в случае обычной, некомпенсированной схемы, фазовые характеристики и кривые отклонений сдвига фазы которой представлены на том же рис. 4 на кривых  $\varphi_0$  и  $\delta\varphi_0$ , это отклонение равно  $+12,3^\circ$ .

Легко показать, что, как и следует из общей теории, случай минимуму минимум частотных искажений, т. е. равенство нулю первой и второй производных  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  при  $\Delta=0$ , соответствует равенству нулю двух резонансных частот усилительной схемы. Действительно, приравнявая нулю первую производную  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$ , получаем следующее уравнение для резонансных частот:

$$\Delta^4 [3k^2x^4(1-x)^2] + \Delta^2 [2k^2x^4 - 4kx^2(1-x)] + [1 - 2kx^2] = 0,$$

откуда резонансные частоты равны

$$\Delta_{-,+}^2 = \frac{+4kx^2(1-x) - 2k^2x^4 \pm \sqrt{[4kx^2(1-x) - 2k^2x^4]^2 - 4(1-2kx^2)[3k^2x^4(1-x)^2]}}{6k^2x^4(1-x)^2},$$

причем меньшая резонансная частота  $\Delta_-$  соответствует минимальному коэффициенту усиления, а большая  $\Delta_+$  — максимальному коэффициенту усиления. Легко убедиться в том, что в случае

$$|x|_{\Delta=0}^{2'} = 0; \quad 2kx^2 - 1 = 0$$

одна из резонансных частот становится равной нулю, а в случае

$$|x|_{\Delta=0}^{2'} = 0 \quad \text{и} \quad |x|_{\Delta=0}^{2''} = 0,$$

$$2kx^2 - 1 = 0; \quad 2k^2x^4 - 4kx^2(1-x) = 0$$

обе резонансные частоты становятся равными нулю.

Приравнявая нулю первую производную  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  и третью производную угла сдвига фазы по  $\Delta$  при  $\Delta=0$ :

$$|x|_{\Delta=0}^{2'} = 0 \quad \text{и} \quad \varphi_{\Delta=0}''' = 0,$$

получим два уравнения:

$$2kx^2 - 1 = 0,$$

$$3kx^2(1-x) - 3kx^2 + 1 = 0,$$

откуда определяем  $x = \frac{2}{3}$  и  $k = \frac{9}{8}$  — значения параметров, при которых мы имеем одновременно минимум для частотных и фазовых искажений. При этом только одна из резонансных частот ( $\Delta_-$ ), соответствующая минимальному усилению, становится равной нулю, и, следовательно, частотная характеристика в этом случае будет, отклоняясь с самого начала вверх, иметь максимум при резонансной частоте  $\Delta_+$ , которая в этом случае:  $x = \frac{2}{3}$  и  $k = \frac{9}{8}$  —

равна  $\sqrt{2}$ . На кривой  $\alpha_2$  рис. 4 представлена частотная характе-

ристика, соответствующая этому случаю. При  $\Delta=1$  коэффициент усиления достигает 1,016 своей первоначальной величины и при  $\Delta=\sqrt{2}$  имеет максимум, равный 1,06 своей первоначальной величины. Фазовая характеристика, соответствующая этому случаю, представлена на кривой  $\varphi_2$  рис. 4, кривая отклонений сдвига фазы от линейности — на кривой  $\delta\varphi_2$  того же чертежа. При  $\Delta=1$  это отклонение равно  $1,66^\circ$ .

Таким образом, в рассматриваемой схеме и в случае минимума миниморум частотных искажений

$$|\alpha|_{\Delta=0}^{2'} = 0; |\alpha|_{\Delta=0}^{2''} = 0$$

и в случае минимума одновременно частотных и фазовых искажений

$$|\alpha|_{\Delta=0}^{2'} = 0; \varphi_{\Delta=0}''' = 0$$

мы имеем достаточно малые как частотные, так и фазовые искажения.

Теоретически возможно найти и значение параметров, удовлетворяющих одновременно равенству нулю третьей и пятой производных, но совместное решение полученных таким образом уравнений не дает нам в этом случае вещественных положительных значений для параметров.

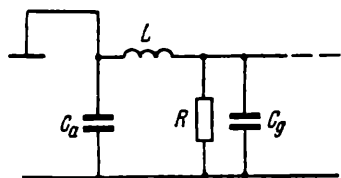


Рис. 5

Особенностью этой схемы является необходимость подбора величин емкостей, удовлетворяющих данному соотношению. Для того чтобы такой подбор был целесообразен, необходимо, чтобы это соотношение было того же порядка, что и соотношение, существующее между величинами емкостей с самого начала до их подбора регулировки.

С этой точки зрения оптимальные значения для отношения  $x = \frac{C_g}{C_a + C_g}$ , полученные нами ( $x = \frac{3}{4}$  и  $x = \frac{2}{3}$ ), могут оказаться иногда слишком большими. В этом случае можно небольшим видоизменением разобранной выше схемы рис. 3 изменить эти соотношения в другую сторону. Для этого необходимо анодное сопротивление, включенное в эквивалентной схеме рис. 3 до самоиндукции  $L$ , параллельно анодной емкости включить, как это показано на рис. 5, после самоиндукции  $L$  параллельно сеточной емкости <sup>1)</sup>.

Для величины  $\alpha$  получим в этом случае выражение

$$\alpha = \frac{1}{[1 - \Delta^2 k x (1 - x)] + i \Delta [1 - \Delta^2 k x^2 (1 - x)]},$$

<sup>1)</sup> В реальной схеме анодное сопротивление будет подключено к сетке непосредственно, а через разделительный конденсатор.

откуда квадрат модуля

$$|\alpha|^2 = \frac{1}{[1 - \Delta^2 kx(1-x)]^2 + \Delta^2 [1 - \Delta^2 kx^2(1-x)]^2}$$

и угол сдвига фазы

$$\varphi = -\arctg \Delta \frac{1 - \Delta^2 kx^2(1-x)}{1 - \Delta^2 kx(1-x)}.$$

Приравнивая соответствующие производные нулю, получаем следующие выражения для оптимальных значений параметров:

$$\left. \begin{aligned} (\alpha)^{2'} &= 0 \dots 2kx(1-x) - 1 = 0; \\ (\alpha)^{2''} &= 0 \dots k(1-x) - 2 = 0; \end{aligned} \right\} x = \frac{1}{4}; k = \frac{3}{8};$$

$$\left. \begin{aligned} (\alpha)^{2'} &= 0 \dots 2kx(1-x) - 1 = 0; \\ \varphi''' &= 0 \dots 3kx(1-x) - 3kx^2(1-x) - 1 = 0 \end{aligned} \right\} x = \frac{1}{3}; k = \frac{9}{4}.$$

Подставляя эти значения параметров в выражения для  $|\alpha|^2$  и  $\varphi$ , можно убедиться в том, что частотная и фазовая характеристики, соответствующие этим новым оптимальным значениям параметров в точности совпадают с частотными и фазовыми характеристиками, соответствующими оптимальным значениям параметров в предыдущей схеме.

Описанная выше схема рис. 3 с внешним анодным сопротивлением, включенным параллельно анодной емкости (до самоиндукции), может быть использована и в случае применения обычных неэкранированных ламп. В этом случае за сопротивление  $R$  в эквивалентной схеме нужно будет считать сопротивление параллельно соединенных внутреннего сопротивления лампы и внешнего анодного сопротивления, а анодную емкость, которая в этом случае будет мала по сравнению с динамической емкостью сетки, придется искусственно увеличить до оптимальных размеров, что представляется целесообразным, так как даже в случае, если анодная емкость так мала, что ею совсем можно пренебречь, увеличение ее до оптимальной величины, соответствующей, например, минимуму частотных искажений, увеличит общую емкость только на  $1/3$  и происшедшее из-за этого ухудшение частотной характеристики будет мало по сравнению с достигнутым благодаря оптимальному подбору параметров схемы улучшением частотной характеристики. Следующая схема рис. 5 с внешним анодным сопротивлением, включенным параллельно сеточной емкости (после самоиндукции), не может быть применена в случае применения обычных неэкранированных ламп, внутренним сопротивлением которых нельзя пренебречь; но зато она может быть применена в последнем каскаде усиления, являющемся модулятором какого-нибудь устройства, обладающего конечным сопротивлением, как-то: генератора, газовой лампы и т. д., когда вместо сеточного

сопротивления последней лампы усилителя включено сеточное или анодное сопротивление модулируемого генератора, сопротивление газовой лампы и т. д., пренебречь которыми невозможно. В этом случае за сопротивление  $R$  в эквивалентной схеме нужно

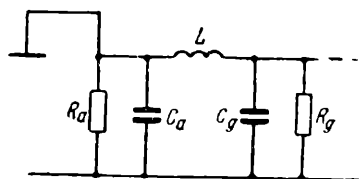


Рис. 6

будет считать сопротивление параллельно соединенных внешнего анодного сопротивления и сопротивления модулируемого устройства. В случае применения в последнем модуляторном каскаде простой неэкранированной лампы, когда нельзя пренебречь и ее внутренним сопротивлением, мы получаем схему, представленную на рис. 6.

Для величины  $\alpha$ , представляющей в данном случае отношение импеданса к сопротивлению параллельно соединенных сопротивлений  $R_a$  и  $R_g$ , получается следующее выражение:

$$\alpha = \frac{1}{\left[ 1 - \Delta^2 \frac{n+1}{n^2} kx(1-x+nx) \right] + i \Delta \left[ 1 + \frac{k}{n} x - kx^2(1-x) \left( \frac{n+1}{n} \right)^2 \Delta^2 \right]},$$

$$\Delta = \omega RC = \omega \frac{R_a R_g}{R_a + R_g} (C_a + C_g); \quad k = \frac{L}{R^2 C_g}; \quad x = \frac{C_g}{C_a + C_g}; \quad n = \frac{R_g}{R_a},$$

откуда

$$\alpha^2 = \frac{1}{\left[ 1 - \Delta^2 \frac{n+1}{n^2} kx(1-x+nx) \right]^2 + \Delta^2 \left[ 1 + \frac{k}{n} x - kx^2(1-x) \left( \frac{n+1}{n} \right)^2 \Delta^2 \right]^2}$$

$$\text{и} \quad \varphi = -\arctg \Delta \frac{1 + \frac{k}{n} x - kx^2(1-x) \left( \frac{n+1}{n} \right)^2 \Delta^2}{1 - \Delta^2 \frac{n+1}{n^2} kx(1-x+nx)}.$$

При  $n \rightarrow \infty$  выражение для  $\alpha$  и  $\varphi$  принимает, как и следует ожидать, тот же вид, что и соответствующее выражение для схемы рис. 3. Если сопротивления  $R_a$  и  $R_g$  мы будем считать заданными, то величина  $n$  будет представлять собой неизменный параметр и в этой схеме так же, как и в предыдущих схемах, будем иметь всего два переменных параметра —  $k$  и  $x$ , оптимальные значения которых определяются согласно нашему методу, причем неизменный параметр  $n$  определит поправку относительно оптимальных значений параметров для схемы рис. 3.

Приравняв нулю первую и вторую производные  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  при  $\Delta=0$ , получим два уравнения, определяющие оптимальное значение параметров, соответствующих минимуму миниморум частотных искажений:

$$|\alpha|^{2'} = 0 \quad 2(n+1)kx(1-x+nx) - (n+kx)^2 = 0;$$

$$|\alpha|^{2''} = 0 \quad k(1-x+nx)^2 - 2n(1-x)(n+kx) = 0.$$

Приравнивая нулю первую производную  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  и третью производную угла сдвига  $\varphi$  по  $\Delta$  при  $\Delta=0$ , получим два уравнения, определяющие оптимальные значения параметров, соответствующие одновременно минимуму частотных и фазовых искажений:

$$|\alpha|^2' = 0 \quad 2(n+1)kx(1-x+nx) - (n+kx)^2 = 0;$$

$$\varphi''' = 0 \quad 3n(n+1)^2 kx^2(1-x) - 3(n+1)kx(1-x+nx)(n+kx) + (n+kx)^3 = 0.$$

При  $n \rightarrow \infty$  эти уравнения, как и следует ожидать, стремятся к уравнениям, определяющим оптимальные значения параметров в схеме рис. 3.

Полагая в этих уравнениях  $x=1$ , мы получим уравнения:

$$|\alpha|^2' = 0 \quad 2(n+1)nk - (n+k)^2 = 0;$$

$$\varphi''' = 0 \quad (n+k)^3 - 3(n+1)n(n+k)k = 0,$$

определяющие оптимальные значения параметров в рассмотренной нами вначале схеме рис. 1 (в которой емкость полагалась сосредоточенной у сетки лампы) в том случае, когда сеточной проводимостью нельзя в ней пренебречь.

Схемы рис. 3 и 5, как мы уже видели, дают при соответствующем подборе параметров достаточно малые как частотные, так и фазовые искажения. Однако применение этой схемы для большого числа промежуточных каскадов усиления является неудобным из-за ее сложности, тем более, что для промежуточных каскадов усиления можно, как мы увидим ниже, допустить большие частотные и фазовые искажения.

Мы вынуждены отказаться от использования в качестве более простой схемы первоначально разобранный нами схемы рис. 1, в которой емкость полагается сосредоточенной у сетки лампы, так как эта схема, обладая, как мы видели, небольшой степенью выправления частотной и фазовой характеристик, имеет еще тот недостаток, что благодаря применению обычных трехэлектродных ламп, обладающих большой динамической емкостью сетки, граничная частота  $\omega_{гр}$  слишком мала, и частотные и фазовые характеристики, подлежащие выправлению, слишком неблагоприятны. При применении же экранированных ламп, не обладающих динамической емкостью сетки, эта схема, как мы видели, усложняется, превращаясь в схему рис. 3.

Легко, однако, построить такую схему, которая при применении экранированных ламп была бы простой схемой, обладающей всего одним параметром. Для этого достаточно в схеме, представленной на рис. 5, сетку последующей лампы переключить с одного конца самоиндукции на другой так, чтобы она была соединена (через разделительный конденсатор в реальной схеме) с анодом предыдущей лампы, непосредственно минуя самоиндукцию. Вместо эквивалентной схемы, изображенной на рис. 5, мы получим тогда

эквивалентную схему, изображенную на рис. 7. Если в рассмотренных нами ранее схемах рис. 1, 3, 5, 6 самоиндукция включалась последовательно с разделительным конденсатором между анодом одной и сеткой другой ламп, то во вновь полученной схеме рис. 7

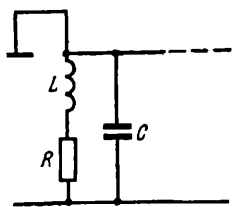


Рис. 7

самоиндукция включается в анодную цепь лампы последовательно с внешним анодным сопротивлением. Для простоты мы будем называть первые схемы схемами сеточной самоиндукции, а последнюю схему схемой с анодной самоиндукцией.

В схеме с анодной самоиндукцией емкости  $C_a$  и  $C_g$ , как параллельно соединенные могут быть представлены в виде одной емкости  $C = C_a + C_g$ , и эта схема, таким образом, обладает всего одним параметром и представляет собой простой колебательный контур, обладающий одной резонансной частотой. Такая схема уже давно применяется для коррекции характеристик усилительных устройств, но до сих пор не существует правильного метода ее расчета для целей телевидения. Эта же схема издавна применяется в технике изготовления проволочных безындукционных и беземкостных сопротивлений при так называемом способе компенсации.

Исследование рассматриваемой усилительной схемы сводится так же, как и исследование проволочного сопротивления, к исследованию импеданса простого колебательного контура с ваттным сопротивлением в индуктивной ветви со стороны его емкости.

Для величины  $\alpha$ , представляющей в данном случае отношение импеданса к омическому сопротивлению, получаем следующее выражение:

$$\alpha = \frac{1 + i \Delta k}{1 - \Delta^2 k + i \Delta},$$

де  $\Delta = \omega RC$  и  $k = \frac{L}{R^2 C}$ ,

откуда

$$|\alpha|^2 = \frac{1 + k^2 \Delta^2}{(1 - \Delta^2 k)^2 + \Delta^2}$$

и

$$\varphi = -\arctg \Delta [(1 - k) + k^2 \Delta^2].$$

Действуя согласно нашему методу в этом простом случае, когда имеется всего один параметр  $k$ , приравниваем первую производную  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  нулю, откуда получаем уравнение

$$\Delta^4 + \frac{2}{k^2} \Delta^2 + \left( \frac{1}{k^4} - \frac{1}{k^2} - \frac{2}{k^3} \right) = 0,$$

при  $\Delta = 0$  имеем

$$k^2 + 2k - 1 = 0,$$

откуда определится значение параметра, соответствующее минимуму частотных искажений:

$$k = \sqrt{2} - 1 = 0,414 \quad (L = 0,414R^2C).$$

Из этого же уравнения имеем резонансную частоту в виде

$$\Delta^2 = -\frac{1}{k^2} + \sqrt{\frac{1}{k^2} + \frac{2}{k^3}}.$$

Как и следует из общей теории, эта резонансная частота становится равной нулю при том же значении параметра  $k = \sqrt{2} - 1$ . На кривой  $\alpha_2$  рис. 8 представлена частотная характеристика, со-

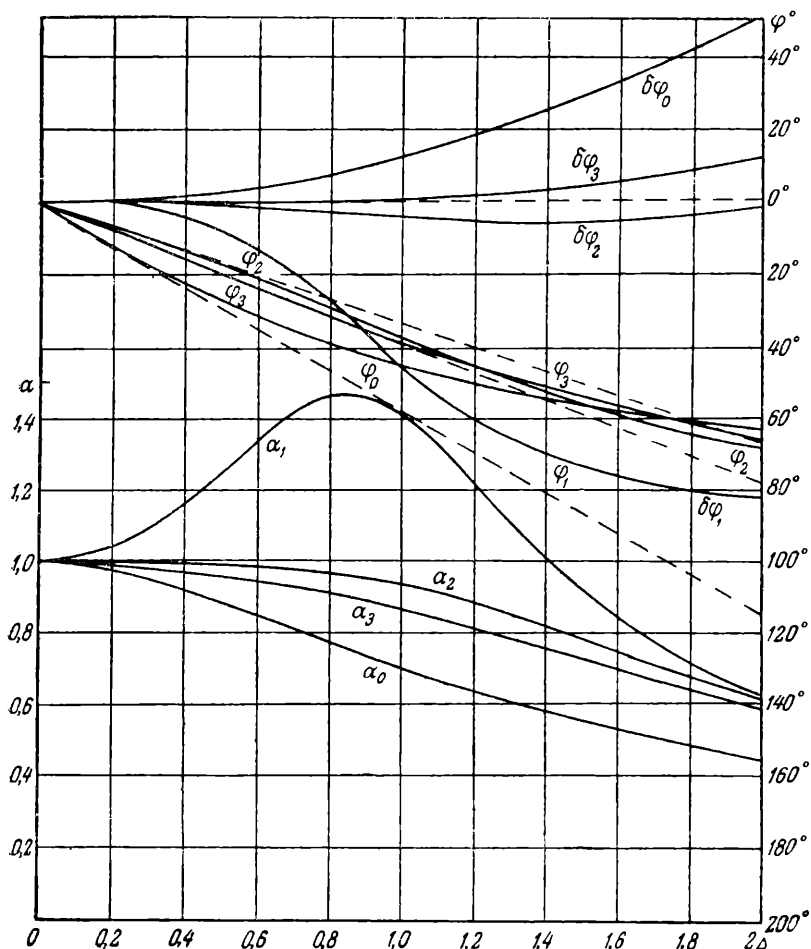


Рис. 8



ответствующая этому оптимальному значению параметра  $k = \sqrt{2} - 1 = 0,414$ . При  $\Delta = 1$  коэффициент усиления падает до 0,934 своей начальной максимальной величины, в то время как в случае обычной, некомпенсированной схемы ( $k = 0$ ), частотная характеристика которого представлена для сравнения на том же чертеже так же, как и на предыдущих чертежах, в виде кривой  $\alpha_0$ , коэффициент усиления падает до 0,707 своей начальной величины. Сравнивая частотную характеристику, соответствующую оптимальному значению параметра  $k = \sqrt{2} - 1$  для рассматриваемой схемы (кривая  $\alpha_2$  рис. 8) с частотной характеристикой, соответствующей оптимальному значению параметра  $k = \frac{1}{2}$  для вначале

рассмотренной нами схемы рис. 1 (кривая  $\alpha_2$  рис. 2), можно убедиться в том, что из двух этих схем, обладающих одним параметром, рассматриваемая сейчас нами схема имеет преимущества перед вначале рассмотренной схемой не только благодаря меньшей величине входящей в нее емкости (ввиду отсутствия динамической емкости) и, следовательно, более высокой граничной частоте, но и благодаря большей степени выправления частотной характеристики.

Переходя к исследованию фазовой характеристики рассматриваемой схемы, мы в первую очередь можем выяснить, что, в отличие от ранее рассмотренных схем, где первая производная угла сдвигов фазы по  $\Delta$  независимо от параметра равнялась единице, в настоящей схеме первая производная угла сдвига фазы по  $\Delta$  равна  $k - 1$  и является функцией параметра  $k$ , превращающейся в нуль при значении  $k = 1$ . Таким образом, касательные к фазовым кривым в начале координат (при частоте, равной нулю) имеют различный наклон при различных значениях параметра  $k$ . При условии  $k = 1$  этот наклон равен нулю, касательная совпадает с осью абсцисс, что означает при малых частотах отсутствие сдвига фазы. Последнее условие ( $k = 1$ ) и представляет собой, как легко показать, условие так называемой компенсации в теории проволочных сопротивлений. Действительно, равенство нулю постоянной времени проволочного сопротивления, являющееся условием так называемой компенсации  $\frac{L}{R} - RC = 0$ , которого добиваются при способе компенсации, применяющемся в технике изготовления проволочных сопротивлений, приводит к тому же равенству  $L = R^2 C$ , соответствующему значению  $k = 1$ .

Сдвиг фазы в случае компенсации ( $k = 1$ ) выражается формулой

$$\operatorname{tg} \varphi = -k^2 \Delta^3.$$

Хотя при малых частотах сдвиг фазы и близок к нулю, но с возрастанием частоты резко возрастает по кубическому закону,

достигая при  $\Delta=1$   $\varphi=45^\circ$ , т. е. той же величины, что и в случае обычной, некомпенсированной схемы,  $k=0$ . На кривой  $\varphi_1$  рис. 8 представлена фазовая характеристика, соответствующая случаю компенсации  $k=1$ . На кривой  $\varphi_0$  того же чертежа фазовая характеристика, соответствующая случаю обычной, некомпенсированной схемы,  $k=0$ . Касательная к фазовой кривой представляется, как уже было указано, осью абсцисс; касательная к кривой  $\varphi_0$  представляется, как также было указано при исследовании предыдущих схем, прямой  $\varphi=-\Delta$ . Хотя абсолютная величина сдвига фаз в пределах  $0-\Delta$  в случае  $k=1$  меньше, чем в случае  $k=0$ , но отклонение сдвига фазы от касательной к фазовой кривой, наоборот, в случае  $k=1$  гораздо больше, чем в случае  $k=0$ . В то время как в случае  $k=0$  отклонение фазовой кривой от касательной, представленное на кривой  $\delta\varphi_0$  рис. 8, достигает при  $\Delta=1$   $12,3^\circ$ , в случае  $k=1$  отклонение фазовой кривой от касательной к ней, т. е. оси абсцисс, представляется той же фазовой кривой и достигает при  $\Delta=1$   $45^\circ$ . Таким образом, для передачи неискаженной формы кривой усиливаемого напряжения, необходимой в телевидении, случай полной компенсации  $k=1$  в отношении фазовых искажений гораздо менее благоприятен, чем случай обычной, некомпенсированной схемы.

Сравнивая частотную характеристику, соответствующую случаю полной компенсации  $k=1$ , представленную на кривой  $\alpha_1$  рис. 8, с частотной характеристикой обычной, некомпенсированной схемы  $k=0$ , представленной на кривой  $\alpha_0$  того же чертежа, мы видим, что и в отношении частотных искажений случай полной компенсации менее благоприятен, чем случай обычной, некомпенсированной схемы. Осуществление случая полной компенсации имеет смысл только для некоторых измерительных полей, где необходимо, чтобы абсолютная величина сдвига фаз была равна нулю; для цели же неискаженной передачи кривой тока или напряжения, как мы видели, случай полной компенсации менее благоприятен случая отсутствия всякой компенсации. Условия минимума фазовых искажений, заключающиеся в минимальном отклонении фазовой характеристики от касательной к ней в начале координат (при частоте, равной нулю), мы получим, согласно нашему методу, приравнявая нулю третью производную угла сдвига фазы по частоте, равной нулю (вторая производная по частоте, равной нулю, равна нулю независимо от значения параметра  $k$ ), в виде следующего кубического уравнения:

$$k^3 + 3k - 1 = 0,$$

откуда получаем значение параметра  $k=0,3222$ . Соответствующая этому значению  $k$  фазовая характеристика представлена на кривой  $\varphi_3$  рис. 8. Касательная к этой фазовой кривой в начале координат представляется прямой  $\varphi=(k-1)\Delta=0,6778\Delta$ . Отклонение фазовой кривой от касательной к ней представлено на кривой  $\delta\varphi_3$

того же рисунка. Оно очень незначительно и достигает при  $\Delta=1$  всего  $50'$ , в то время как в случае обычной, некомпенсированной схемы  $k=0$  это отклонение достигает, как мы видели,  $12,3^\circ$ . Частотная характеристика, соответствующая случаю минимума фазовых искажений, представлена на кривой  $\alpha_3$  рис. 8. Эта характеристика — падающая и лежит между частотными характеристиками обычной, некомпенсированной схемы и частотной характеристикой, соответствующей минимуму частотных искажений  $\alpha_2$ ; при  $\Delta=1$  коэффициент усиления падает до 0,87 своей максимальной величины. Фазовая характеристика, соответствующая случаю минимума частотных искажений  $k=0,414$ , представлена на кривой  $\varphi_2$  рис. 8. Касательная к ней в начале координат представляется прямой  $\varphi = -0,5858\Delta$ . Отклонение фазовой характеристики в этом случае, представленное на кривой  $\delta\varphi_2$  рис. 8, больше, чем в случае минимума фазовых искажений  $k=0,322$ , но меньше, чем в случае обычной, некомпенсированной схемы  $k=0$ , при  $\Delta=1$  оно достигает  $3^\circ$ .

Получить одновременно минимум частотных и фазовых искажений в рассматриваемой схеме, обладающей всего одним параметром, так же, как и в случае схемы с одним параметром рис. 1, рассмотренной нами ранее, невозможно. Но при значении параметра  $k$ , лежащем между значением, соответствующим минимуму частотных искажений  $k=0,414$  и значением, соответствующим минимуму фазовых искажений  $k=0,322$ , как частотные, так и фазовые искажения будут в настоящей схеме весьма малы, гораздо меньше, чем в случае рассмотренной нами ранее схемы рис. 1. Таким образом, мы приходим окончательно к тому выводу, что для получения одновременных малых частотных и фазовых искажений необходимо в рассматриваемой схеме подбирать самоиндукцию таким образом, чтобы параметр  $k = \frac{L}{R^2C}$  лежал между величинами 0,322 и 0,414.

В случае применения обычных трех электродных неэкранированных ламп, внутреннее сопротивление которых соизмеримо с внешним анодным сопротивлением, схема рис. 7 усложняется, преобразуясь в схему рис. 9, где параллельно емкости включено сопротивление  $r$ , эквивалентное внутреннему сопротивлению лампы.

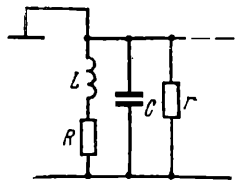


Рис. 9

Исследование этой схемы сводится к исследованию импеданса простого колебательного контура с ваттным сопротивлением с индуктивной и ваттной утечками в емкостной ветви со стороны его емкости. Для величины  $\alpha$ , представляющей в данном случае отношение импеданса к сопротивлению параллельно соединенных омического сопротивления  $R$  индуктивной ветви и ваттной утечки  $r$  емкостной ветви, получаем следующее выражение:

$$\alpha = \frac{1 + i \Delta k \frac{n+1}{n}}{1 - \Delta^2 k \frac{n+1}{n} + i \Delta \left(1 + \frac{k}{n}\right)},$$

где

$$\Delta = \omega \frac{R+r}{RrC}; \quad k = \frac{L}{R^2C}; \quad n = \frac{r}{R},$$

откуда

$$|\alpha|^2 = \frac{1 + \Delta^2 k^2 \left(\frac{n+1}{n}\right)^2}{\left(1 - \Delta^2 k \frac{n+1}{n}\right)^2 + \Delta^2 \left(1 + \frac{k}{n}\right)^2}$$

и

$$\varphi = -\arctg \Delta \frac{(1-k) + k^2 \left(\frac{n+1}{n}\right) \Delta^2}{1 + \Delta^2 k^2 \frac{n+1}{n^2}}.$$

При  $n \rightarrow \infty$  выражение для  $\alpha$  и  $\varphi$  принимает, как и следует ожидать, тот же вид, что и соответствующее выражение для схемы рис. 7 без ваттной утечки.

Если мы будем считать ваттную утечку  $r$  заданной, то величина  $n$  будет представлять собой неизменный параметр, и в этой схеме так же, как и в предыдущей схеме, мы будем иметь всего один переменный параметр  $k$ , оптимальное значение которого определится согласно нашему методу, причем неизменный параметр  $n$  определит поправку относительно оптимального значения параметра  $k$  для предыдущей схемы без ваттной утечки.

Приравнивая нулю первую производную  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  при  $\Delta=0$ , получаем следующее уравнение:

$$\left(1 + \frac{2}{n}\right)k^2 + 2k - 1 = 0,$$

откуда имеем следующее выражение для  $k$ , соответствующее минимуму частотных искажений:

$$k = \frac{-n + \sqrt{2n(n+1)}}{n+2}.$$

При  $n \rightarrow \infty$  оно, как и следовало ожидать, принимает то же значение, что и в случае схемы без ваттной утечки, т. е.

$$k = \sqrt{2} - 1 = 0,414 \dots$$

Подставляя оптимальное значение параметра  $k$  при различных значениях  $n$  в выражение для  $|\alpha|^2$ , можно убедиться в том, что при всех положительных значениях  $n$  степень выправления частотной характеристики получается меньше, чем в случае  $n = \infty$ , т. е.

чем в случае схемы рис. 7 без ваттной утечки. Чем меньше  $n$ , тем меньше степень выправления частотной характеристики. При малых значениях  $n$  степень выправления частотной характеристики получается настолько незначительной, что применение этой схемы выправления становится нецелесообразным. Например, при  $n=1$ , т. е. при  $r=R$ , оптимальное значение  $k$  равно  $1/3$ , падение усиления при  $\Delta=1$  достигает 13%, т. е. становится даже больше, чем в случае наименее благоприятной в этом отношении схемы рис. 1 с одним параметром, рассмотренной нами вначале. Также обстоит дело и с фазовой характеристикой в случае ваттной утечки емкости ветви, когда оптимальное значение параметра  $k$ , соответствующее минимуму фазовых искажений, определяется из уравнения

$$k^3 \left( \frac{3}{n^2} + \frac{3}{n} + 1 \right) + \frac{3}{n} k^3 + 3k - 1 = 0,$$

стремящегося к уравнению

$$k^3 + 3k - 1 = 0 \text{ при } n \rightarrow \infty.$$

Таким образом, эта схема в случае применения обычной, неэкранированной лампы может быть применена лишь в случае, когда внутреннее сопротивление лампы больше внешнего анодного сопротивления, т. е. в случае неполного использования коэффициента усиления. Эта схема может быть применена при модуляции, если опять-таки сеточное или анодное сопротивление генератора, представляющее в этом случае ваттную утечку, больше анодного сопротивления. В противном случае, а также в случае больших требований к частотной и фазовой характеристикам приходится применять рассмотренные ранее схемы.

В рассмотренных нами схемах с сеточной самоиндукцией и анодной самоиндукцией рис. 6 и 9, в которые входят два сопротивления, отношение сопротивлений, входящих в эти схемы, было неизменным параметром ( $n$ ), определявшим только оптимальное значение параметра, однако отношение сопротивлений может быть сделано также переменным. Увеличение числа переменных параметров на единицу даст возможность число производных, приравняваемых нулю, также увеличить на единицу. Рассматривая выражения для модуля  $\alpha$  схем, в которые входят два сопротивления, мы убеждаемся в том, что увеличение числа параметров схемы на параметр, представляющий собой отношение этих сопротивлений, не увеличивает степени выражения для модуля  $\alpha$  относительно частоты и не увеличивает, следовательно, числа резонансных частот схем.

Квадрат модуля  $\alpha$  схемы с сеточной самоиндукцией, в которую включены два сопротивления рис. 6, представляет собой так же, как и квадрат модуля  $\alpha$  схемы с сеточной самоиндукцией рис. 3 с

одним сопротивлением, величину, обратную целому полиному третьей степени относительно  $\Delta^2$ . Согласно изложенной выше общей теории при равенстве нулю первой и второй производных  $|\alpha|^2$  по  $\Delta$  при  $\Delta=0$  две возможные в этой схеме резонансные частоты станут равными нулю, а при равенстве нулю и третьей производной  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  коэффициент усиления станет совершенно не зависимым от частоты. Приравнявая нулю третью производную  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  схемы рис. 6, получаем для параметра  $n$  (отношения сопротивлений) выражения  $n+1=0$ , т. е.  $n=-1$ . При этом для того, чтобы удовлетворялось равенство нулю первой и второй производных  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$ , два других параметра должны удовлетворять соотношению  $kx=1$ . В случае, когда вся емкость сосредоточена у сетки  $x=1$  и  $k=1$ , подставляя значения  $kx=1$  и  $n=-1$  и  $k=1$  и  $n=-1$  в соответствующие выражения для  $|\alpha|^2$ , можно убедиться, что действительно эти выражения при этих значениях параметра от частоты не зависят и равны единице при любой частоте от нуля до бесконечности.

Подставляя те же значения  $k=1$  и  $n=-1$  в выражение для модуля  $\alpha$  схемы с анодной самоиндукцией с двумя сопротивлениями рис. 9, можно убедиться, что и это выражение при этих значениях параметров от частоты не зависит и равно единице в любом значении частоты от нуля до бесконечности. Эти же значения параметров  $k=1$  и  $n=-1$  соответствуют совместному равенству нулю первой и второй производных  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  при  $\Delta=0$  этой схемы. Подставляя значение  $kx=1$  и  $n=-1$  и  $k=1$  и  $n=-1$  в соответствующее выражение для сдвигов фазы, можно убедиться, что сдвиг фазы в этом случае также не зависит от частоты и равен нулю при любом значении частоты от нуля до бесконечности. Получить значение параметра  $n=-1$  можно только при помощи отрицательного сопротивления. Значение отношения сопротивлений, равное отрицательной единице, означает, что одно из сопротивлений должно быть отрицательным сопротивлением, равным по своей абсолютной величине другому положительному сопротивлению. Таким отрицательным сопротивлением может служить любое сопротивление с падающей характеристикой, как-то: дуга, диатронная лампа и т. д.

В случае  $n=-1$  и  $kx=1$  (или  $k=1$ ) коэффициент усиления не только не зависит от частоты и не имеет сдвига фазы, но и равен, как легко видеть, бесконечности, так как сопротивление двух параллельно соединенных равных и противоположных по знаку сопротивлений, представляющее собой импеданс этой схемы (которому пропорционален коэффициент усиления), равно бесконечности. Мы имеем, таким образом, здесь своего рода регенерацию. Для устойчивой работы схемы эту регенерацию нельзя доводить до предела. Величина отрицательного сопротивления должна быть возможно близка, насколько это позволяет стабильность отдельных элементов схемы (главным образом, самого отрицательного сопротивления), к величине положительного сопротивления, но не равна ей.

Теоретическая возможность получения большого импеданса схемы и коэффициента усиления при сколь угодно широкой полосе пропускаемых частот представляет собой большой принципиальный интерес и практически имеет большое значение для целей борьбы с шумами в усилителях, например, при усилении слабых фототоков в телевидении, так как большой постоянный (мало изменяющийся) в широкой полосе частот импеданс входной фотоэлектрической цепи усилителя, в качестве которого может служить рассматриваемая нами схема, позволяет получить сразу на входе усилителя при малых фототоках большие напряжения, превышающие уровень шумов в самом усилителе. Импеданс схемы, постоянный в широкой полосе частот, можно всегда получить при данных емкостях путем уменьшения омического сопротивления, так что постоянная времени схемы без корректирующей самоиндукции была бы достаточно мала, но при этом импеданс схемы будет также мал. Чем больше степень коррекции схемы, тем в большей полосе частот данный начальный импеданс схемы можно считать постоянным или же тем при большем начальном импедансе схемы он будет постоянен в данной полосе частот. Степень коррекции схемы рис. 6 и 9 с отрицательным сопротивлением принципиально равна бесконечности, но эта степень не может быть, как мы уже указывали, практически достигнута из-за неустойчивости, вносимой отрицательным сопротивлением. Неустойчивость схемы делает ее вообще неудобной для практического применения.

Для достижения той же цели подавления шумов в усилителе можно при большом начальном импедансе схемы (большом омическом сопротивлении) выправлять ее частотную характеристику до возможно больших частот, продолжая идти по пути, по которому мы уже шли при переходе от схемы с одним параметром к схеме с двумя параметрами, т. е. по пути дальнейшего увеличения числа параметров схемы, приводящего к повышению степени разложения коэффициента усиления в степенной ряд и к увеличению числа резонансных частот схемы. Идя по этому пути, мы никогда, даже теоретически, не получим полной независимости коэффициента усиления от частоты, так как число членов разложения в степенной ряд, приравняваемых нулю, равно числу параметров схемы, будет при этом всегда на единицу меньше высшей степени разложения, и, приравнивая нулю большое число резонансных частот схемы, мы таким образом можем больше выправить частотную характеристику, но всегда будет оставаться остаточный член разложения высшей степени, который вызовет в конце концов более или менее резкое падение частотных характеристик. Однако получающееся при таком увеличении числа параметров схемы улучшение частотной характеристики может быть все же, как мы в дальнейшем увидим, достаточно значительным для того, чтобы имело смысл пользоваться такой усложненной схемой на входе усилителя для цели борьбы с шумами. Преимуществом ее перед схемой с отрицательным сопротивлением явится, очевидно, большая устой-

чивость работы. Такую схему легко получить, включая две самоиндукции, одну  $L_1$  (анодная самоиндукция) последовательно с внешним анодным сопротивлением, другую  $L$  (сеточная самоиндукция) между анодом одной и сеткой другой лампы (последовательно с разделительным конденсатором), в реальной схеме так, как показано на рис. 10. В случае применения к этой схеме в качестве входной фотоэлектрической цепи усилителя «анодная самоиндукция» будет включена последовательно с омическим сопротивлением фотоэлемента, а «сеточная самоиндукция» — между одним из электродов фотоэлемента и сеткой первой лампы усилителя.

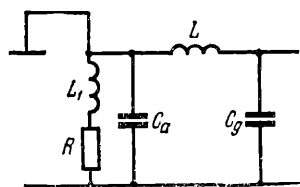


Рис. 10

Обозначая:  $C = C_a + C_g$ ;  $\Delta = \omega RC$ ;  $x = \frac{C_a}{C}$ ;  $k_1 = \frac{L_1}{R^2 C}$ ;  $k_2 = \frac{L}{R^2 C}$ , получаем квадрат модуля  $\alpha$  в виде

$$|\alpha|^2 = \frac{1 + a_1 \Delta^2}{1 + b_1 \Delta^2 + b_2 \Delta^4 + b_3 \Delta^6 + b_4 \Delta^8},$$

где

$$a_1 = k_1^2,$$

$$b_1 = 1 - 2[k_1 + k_2(1 - x)],$$

$$b_2 = [k_1 + k_2(1 - x)]^2 + 2k_1 k_2 x(1 - x) - 2k_2 x(1 - x),$$

$$b_3 = k_2^2 x^2 (1 - x)^2 - 2k_1 k_2 x(1 - x)[k_1 + k_2(1 - x)],$$

$$b_4 = k_1^2 k_2^2 x^2 (1 - x)^2,$$

а угол сдвига фаз в виде

$$\varphi = \arctg k_1 \Delta - \arctg \frac{\Delta - k_2 x(1 - x) \Delta^3}{1 - [k_1 + k_2(1 - x)] \Delta^2 + k_1 k_2 x(1 - x) \Delta^4}.$$

В этой схеме с сеточной и анодной самоиндукциями мы имеем три параметра  $k_1$ ,  $k_2$  и  $x$  вместо двух параметров —  $k$  и  $x$  — в схеме с одной сеточной самоиндукцией. Степень выражения квадрата модуля  $\alpha$  относительно  $\Delta^2$ , как мы видим, также на единицу выше и равна четырём. Приравнявая, согласно нашему методу, нулю первую, вторую и третью производные  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  при  $\Delta = 0$ , мы получим три уравнения, связывающие три параметра —  $k$ ,  $k_2$  и  $x$ :

$$a_1 - b_1 = 0,$$

$$b_2 = 0,$$

$$b_3 = 0,$$

откуда определяем значения параметров:

$$k_1 = 0,143; \quad k_2 = 0,581; \quad x = 0,404,$$



при которых все три возможные в этой схеме резонансные частоты равны нулю, и мы имеем минимум минимум частотных искажений.

На кривой  $\alpha_1$  рис. 11 представлена частотная характеристика, соответствующая этому случаю. При  $\Delta=1$  коэффициент усиления падает чрезвычайно незначительно. Правда, при увеличении частоты степень выправления довольно резко падает, но и при  $\Delta=2$  мы имеем еще очень малое падение коэффициента усиления только до 0,95 первоначального значения, и только при  $\Delta=3$  коэффициент усиления падает уже довольно сильно, до 0,56 своего первоначального значения, между тем как в случае обычной, некомпенсированной схемы, частотная характеристика которой представлена для сравнения на кривой  $\alpha_0$  того же чертежа, мы имеем соответственно при  $\Delta=1$ ,  $\Delta=2$  и  $\Delta=3$  падение коэффициента усиления до 0,707; 0,45 и 0,32 своего первоначального значения.

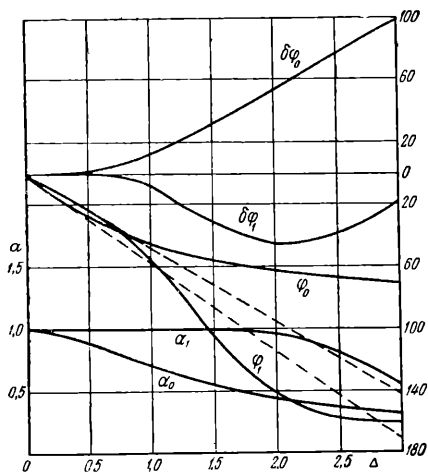


Рис. 11

Фазовая характеристика, соответствующая случаю минимума минимум частотных искажений, в рассматриваемой схеме представлена на кривой  $\varphi_1$  того же рисунка. Там же на кривой  $\delta\varphi_1$  представлено отклонение этой фазовой кривой от касательной к ней при  $\Delta=0$  [ $\varphi=-(1-k_1)\Delta$ ]. Сравнивая ее с кривой отклонений фазовой характеристики обычной, некомпенсированной схемы, представленной на кривой  $\delta\varphi_0$  того же рисунка (сама фазовая кривая представлена на кривой  $\varphi_0$ ), мы можем убедиться в том, что вместе с частотной характеристикой выправляется несколько также и фазовая характеристика. Одновременно минимум частотных и фазовых искажений в этой схеме не может быть осуществлен, так как совместное решение трех уравнений, получающихся из приравнивания нулю первой и второй производных  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  при  $\Delta=0$  и третьей производной сдвига фазы по частоте (вторая производная равна нулю при всех значениях параметров), дает для параметров мнимые значения.

Рассматривая ряд частотных характеристик —  $\alpha_1$ ,  $\alpha'_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$ , — представленных на рис. 12, соответствующих рассматриваемым нами схемам рис. 1, 7, 3, 10 с одним, двумя и тремя параметрами при равенстве нулю первой, первой и второй и первой, второй и третьей производных  $\alpha^2$  по  $\Delta^2$  при  $\Delta=0$ , мы можем убедиться в том, что все частотные характеристики при малых частотах

имеют очень большую степень выправления. Эта степень выправления при частотах, бесконечно близких к нулю, бесконечно велика, так как все частотные характеристики при  $\Delta=0$  имеют касательную, параллельную оси абсцисс. При увеличении частоты степень выправления падает, и частотные характеристики отклоняются вниз тем меньше, чем большее число производных  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  при  $\Delta=0$  равно нулю. Меньше всего отклоняется частотная характеристика сложной схемы рис. 10 с тремя параметрами при равенстве нулю первой, второй и третьей производных  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  при  $\Delta=0$ . Путем дальнейшего увеличения числа параметров и числа производных, приравняемых нулю, можно еще больше выправить частотную характеристику, но, как мы увидим, методика подбора параметров схемы при увеличении числа этих параметров настолько усложняется, что увеличение числа параметров схемы выше трех практически нецелесообразно.

Для того чтобы иметь на входе возможно больший импеданс при данной полосе частот, необходимо из допустимых частотных и фазовых искажений на весь радиотехнический тракт отнести на вход возможно большую часть.

Полагая допустимым падение усиления на входе 10%, мы в случае обыкновенной, некомпенсированной схемы можем пропустить полосу частот, соответствующую  $\Delta=0,49$ , в то время как в

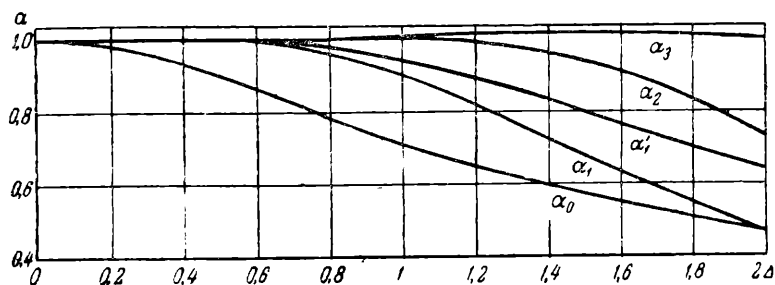


Рис. 12

случае сложной схемы (см. рис. 10) можем пропустить полосу частот, соответствующую  $\Delta=2,2$ . Таким образом, мы получаем при применении сложной схемы расширение полосы частот почти в пять раз, или же при той же полосе частот возможно увеличение начального импеданса (омического сопротивления) в пять раз. Такое увеличение импеданса с точки зрения борьбы с шумами представляет уже большой интерес<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Предложенные в дальнейшем способы простой и сложной противозумовой коррекции дали более радикальное решение о входной цепи усилителя, однако с точки зрения борьбы с шумами последующих каскадов усилителя по-прежнему имеет смысл применение сложной схемы коррекции в первом каскаде усилителя (между анодом первой лампы и сеткой второй лампы усилителя).

## Расчетно-экспериментальная часть

При практическом применении разобранных выше схем коррекции необходимо разделять случай применения схемы коррекции в входном или выходном каскаде усиления от случая ее применения в ряде промежуточных каскадов усиления. С точки зрения уменьшения влияния шумов усилителя во входном каскаде усиления, необходимо иметь возможно больший импеданс в большом диапазоне частот, для чего необходимо применять сложную схему с большой степенью коррекции. Кроме того, для этой же цели из допустимого на весь усилительный тракт падения коэффициента усиления и сдвига фаз на вход усилителя необходимо отнести максимально возможную часть. То же относится и к выходному модуляторному каскаду усиления, где возможно больший импеданс желателен с точки зрения уменьшения необходимой мощности этого каскада.

Требования, предъявляемые к промежуточным каскадам усиления, заключаются в том, чтобы весь ряд промежуточных каскадов усиления давал требуемый коэффициент усиления в данной полосе частот при минимальном падении усиления и отклонении сдвига фазы от линейности на верхней ее границе. Тогда максимально возможная часть из общего допускаемого падения усиления и отклонения сдвига фазы от линейности придется на входной и выходной каскады усиления.

Совместное действие ряда идентичных каскадов. Чтобы решить вопрос о том, как удовлетворить предъявляемому к промежуточным каскадам усиления требованию, необходимо исследовать частотные и фазовые искажения у ряда идентичных каскадов <sup>1)</sup> при заданной полосе частот (на верхней ее границе).

Падение усиления и отклонение сдвига фазы от линейности на некоторой частоте у ряда идентичных каскадов усиления зависят при данном общем коэффициенте усиления от числа каскадов усиления.

Общий коэффициент усиления некоторого числа  $N$  идентичных каскадов усиления будет равен коэффициенту усиления отдельного каскада  $\alpha$ , возведенному в  $N$ -ю степень. Соответственно отношение коэффициента усиления на данной частоте к начальному коэффициенту усиления (при частоте, равной нулю) для ряда идентичных каскадов  $A$  равно тому же отношению для отдельного каскада, возведенному в  $N$ -ю степень:  $A = \alpha^N$ . Отсюда определится общее падение усиления  $1 - A$ .

Общее отклонение сдвига фазы от линейности для  $N$  идентичных каскадов будет равно отклонению сдвига фазы от линейности для одного усилительного каскада, помноженного на число этих

---

<sup>1)</sup> В настоящей статье рассматриваем только усилители, состоящие из идентичных каскадов усиления.

каскадов  $N: \delta\Phi = N\delta\varphi$ , так как сдвиги фазы отдельных каскадов складываются.

Величина  $\alpha$  и величина отклонения сдвига фазы от линейности  $\delta\varphi$  для отдельного каскада при данной схеме отдельного каскада являются определенными функциями от  $\Delta$ , представленными соответствующими кривыми (частотная кривая и кривая отклонения сдвига фазы от линейности). Но сама величина  $\Delta = \omega RC$  зависит при данном общем коэффициенте усиления  $U$  от числа каскадов усиления. При заданной верхней граничной частоте полосы частот  $\omega$   $\Delta$  зависит от  $R$  и  $C$ . Величина омического сопротивления отдельного каскада  $R$ , представляющая собой начальный импеданс схемы, определится из того условия, что произведение этого импеданса на статическую крутизну лампы равно коэффициенту усиления каскада, откуда

$$R = \frac{u}{S} = \frac{N\sqrt{U}}{S}.$$

Емкость  $C$  отдельного каскада в общем случае зависит от статических емкостей схемы и от коэффициента усиления отдельного каскада и может быть представлена при малых падениях усиления и сдвигах фазы отдельного каскада в виде

$$C = C_g + C_a + C_{ga} \left( N\sqrt{U} + 1 \right).$$

В случае применения экранированных ламп без динамических емкостей  $C = C_g + C_a$  при любых падениях усиления и сдвигах фаз отдельного каскада и не зависит от числа ламп и общего коэффициента усиления усилителя  $U$ . Таким образом, в общем случае

$$\Delta = \omega N\sqrt{U} \frac{C}{S}.$$

В случае применения экранированных ламп

$$\Delta = \omega N\sqrt{U} \frac{C_a + C_g}{S}.$$

Вычисляя по этим формулам величину  $\Delta$ , мы из частотной кривой и кривой отклонения сдвига фазы от линейности находим величину  $\alpha$  и отклонение сдвига фазы от линейности  $\delta\varphi$  для отдельного каскада, откуда имеем величину, определяющую падение усиления всего усилителя, состоящего из  $N$  таких каскадов на частоте  $\omega$  в виде  $A = [\alpha(A)]^N$ , и отклонения сдвига фазы от линейности для всего усилителя на частоте  $\omega$  в виде  $\delta\Phi = N\delta\varphi(\Delta)$ , где

$$\Delta = \omega N\sqrt{U} \frac{C}{S}.$$

Изменяя число ламп усилителя  $N$ , оставляя неизменными все другие величины, определяющие падение усиления и отклонения

сдвига фазы от линейности, мы получим некоторые кривые для  $A$  и отклонения сдвига фазы от линейности  $\delta\Phi$ , которые при достаточно большом общем коэффициенте усиления  $U$  будут иметь минимум при определенном числе ламп  $N$  и соответствующем ему омическом сопротивлении отдельного каскада  $R = \frac{\sqrt{N}U}{S}$ .

Необходимость существования такого минимума ясна из следующих соображений. При омическом сопротивлении  $R = \frac{1}{S}$  коэффициент усиления отдельного каскада будет равен единице, и число каскадов, необходимое для получения данного общего коэффициента усиления  $U$ , будет равно бесконечности, в то время как падение усиления и отклонение сдвига фазы от линейности будут конечными величинами. Таким образом, при увеличении числа каскадов  $N$  до бесконечности, коэффициент усиления всего усилителя на заданной частоте (как и на любой частоте, не равной нулю) и вместе с ним и величина  $A$  будут стремиться к нулю, а сдвиг фазы — к бесконечности. С другой стороны, если при конечном общем коэффициенте усиления  $U$  число каскадов усиления  $N$  стремится к нулю, то сопротивление  $R = \frac{\sqrt{N}U}{S}$  будет стремиться к бесконечности, и величина  $\alpha$  на заданной частоте (не равной нулю) будет стремиться к нулю, а сдвиг фазы — к бесконечности, так как соответствующая величина  $\Delta$  будет при этом стремиться к бесконечности. Таким образом, падение усиления  $1 - A$  и сдвиг фазы и отклонение сдвига фазы от линейности будут иметь минимум при некотором числе каскадов  $N$ .

Так как число каскадов не может быть меньше единицы, то таковой минимум будет существовать только при достаточно большом общем коэффициенте усиления  $U$ . При достаточно малом коэффициенте усиления падение усиления и отклонение сдвига фазы от линейности будут непрерывно расти с увеличением числа каскадов.

Число промежуточных каскадов усиления, соответствующих минимуму частотных искажений, и число каскадов, соответствующее минимуму фазовых искажений, вообще говоря, не совпадают. Чтобы удовлетворить требованию, предъявляемому к промежуточным каскадам усиления, необходимо теоретически выбирать число каскадов усиления, лежащее между числом каскадов, соответствующим минимуму частотных искажений, и числом каскадов, соответствующим минимуму фазовых искажений. Но практически вследствие того, что в случаях, представляющих интерес для телевидения, как тот, так и другой минимумы получаются при слишком большом числе каскадов, приходится выбирать число каскадов меньшим как числа каскадов, соответствующих минимуму частотных искажений, так и числа каскадов, соответствующих минимуму фа-

зовых искажений, что вполне допустимо, так как эти минимумы достаточно тупы.

Аналитически достаточно просто может быть найден только минимум частотных искажений, в случае обычного усилителя на сопротивлениях без коррекции, на экранированных лампах, динамической емкостью которых можно пренебречь, и то только при том допущении, что величиной  $\Delta^4$  можно пренебречь по сравнению с величиной  $\Delta^2$ , что имеет место в случае небольшой полосы частот или небольшого коэффициента усиления всего усилителя.

Аналитическое решение даже для такого ограниченного случая является, по крайней мере принципиально, интересным.

В этом случае имеем

$$A^2 = (\alpha^2)^N = \left( \frac{1}{1 + \Delta^2} \right)^N \approx 1 - N \Delta^2 = 1 - N \omega^2 U^{\frac{2}{N}} \frac{C^2}{S^2};$$

приравнивая первую производную  $A^2$  по  $N$  нулю, получаем

$$\frac{2}{N} \ln U - 1 = 0,$$

где  $N = 2 \ln U$  — число каскадов, при котором частотные искажения минимальны. Коэффициент усиления каждого каскада будет при этом равен

$$U^{\frac{1}{N}} = U^{\frac{1}{2 \ln U}} = e^{\frac{1}{2}} = 1,65.$$

Таким образом, для того чтобы получить минимум частотных искажений в случае обычной, некомпенсированной схемы на сопротивление с экранированными лампами, необходимо употреблять такое число каскадов, чтобы коэффициент усиления каждого из них

был равен  $e^{\frac{1}{2}} = 1,65$ . При больших коэффициентах усиления число каскадов получится очень большим, но практически, как уже было указано, можно ограничиться меньшим числом каскадов, так как этот минимум получается достаточно тупым.

Во всех других случаях, кроме только что описанного, приходится графически находить минимум частотных и фазовых искажений, строя графически зависимость между  $A^2$  и  $\delta\Phi$  от  $N$ . Такие зависимости были нами построены для следующих двух случаев: случая обыкновенного усилителя на сопротивлениях с экранированными лампами (без всяких пренебрежений) и случая усилителя, состоящего из каскадов, скоррегированных по схеме с анодной самоиндукцией (см. рис. 7), причем величины общего коэффициента усиления и полосы частот были взяты соответствующими в системе телевидения д-ра Зворыкина, основанной на так называемом принципе накопления заряда, которая по литературным данным, дает возможность получить вполне высококачественное телевидение, около 100 000 элементов, что соответствует полосе частот

1 000 000 циклов (при 20 кадрах в секунду). Коэффициент усиления, необходимый при этом, в системе д-ра Зворыкина — порядка 50 000.

На рис. 13 на кривой  $A_1$  представлена зависимость величины  $A$  для усилителя, состоящего из обыкновенных, некомпенсированных каскадов усиления на экранированных лампах (число каскадов  $N$  отложено в логарифмическом масштабе). На кривой  $A_2$  представлена та же зависимость для усилителя, состоящего из каскадов усиления, скорректированных по схеме с анодной самоиндукцией при

$$k = \frac{L}{R^2 C} = 0,414$$

(минимум частотных искажений). На кривых  $\delta\Phi_1$  и  $\delta\Phi_2$  представлены соответственно кривая отклонения сдвига фазы от линейности для усилителя, состоящего из обычных каскадов усиления, скорректированных по схеме с анодной самоиндукцией.

Из этих кривых можно сделать следующие выводы. Получающиеся минимумы как частотных, так и фазовых искажений очень

тупые и лежат при очень большом числе каскадов, и притом порядок числа этих каскадов примерно одинаков. Получающиеся величины частотных искажений [относительное падение усиления  $(1-A)$ ] в случае усилителя, состоящего из обыкновенных каскадов усиления, слишком велики, минимальное падение усиления, получающееся около 22 каскадов, равно 36%. В случае же усилителя, состоящего из каскадов усиления, скорректированных по схеме с анодной самоиндукцией, при  $k = \frac{L}{R^2 C} = 0,414$ , это падение усиления

очень мало. Резко падая с увеличением числа каскадов, оно при 14 каскадах становится практически равным нулю, достигая как бы насыщения. Минимум частотных искажений имеется, и здесь он лежит около 70 каскадов и равен примерно 0,2%. Полагая допустимым падение усиления на всем усилителе 5%, мы можем в случае усилителя, состоящего из каскадов, скорректированных по схеме с анодной самоиндукцией, ограничиться 7—8 каскадами уси-

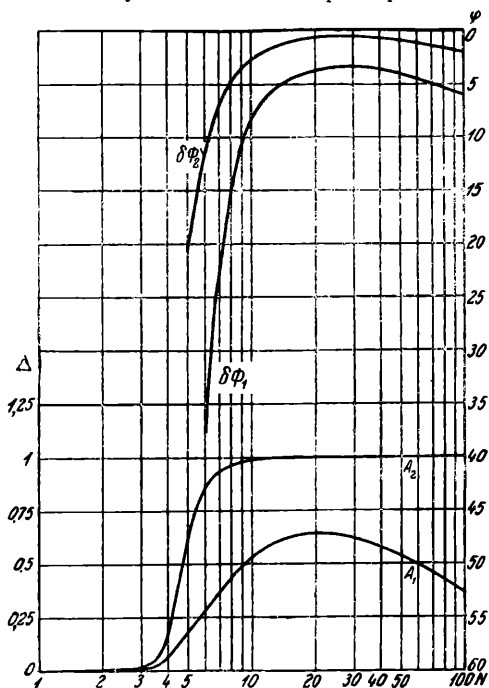


Рис. 13

ления, в то время как в случае усилителя, состоящего из обычных, некомпенсированных каскадов усиления, получить падение усиления, равное допустимому, невозможно ни при каком числе каскадов. И в том и в другом случаях получаются достаточно малые фазовые искажения. Полагая допустимым отклонение сдвига фазы от линейности на верхней граничной частоте  $18^\circ$  (соответствующее сдвигу самого малого элемента изображения на  $1/10$  своего линейного размера), мы получим это отклонение в случае усилителя, состоящего из обычных, некомпенсированных каскадов усиления при 7—8 каскадах, а при усилителе, состоящем из каскадов усиления, скорректированных по схеме с анодной самоиндукцией, при 5—6 каскадах. Таким образом, при выборе числа каскадов можно ограничиться рассмотрением одной кривой частотных искажений.

Итак, мы приходим к тому выводу, что если во входном каскаде усиления, с точки зрения борьбы с шумами, имеет смысл применение самой сложной из разобранных нами схем коррекции — схемы с анодной и сеточной самоиндукцией (см. рис. 10), то для промежуточных каскадов усиления единственно целесообразным является применение самой простой из разобранных нами схем — схемы с анодной самоиндукцией (см. рис. 7), поскольку она дает вполне достаточную коррекцию частотной и фазовой характеристик усилителя для высококачественного телевидения. Ввиду этого мы ограничились разработкой методики практического осуществления только этих двух наиболее важных схем и экспериментальным их исследованием.

При осуществлении схемы с анодной самоиндукцией необходимо заботиться о том, чтобы собственная емкость самоиндукции была достаточно мала и чтобы она (собственная емкость самоиндукции) могла считаться входящей в схему параллельно основной емкости  $C_a + C_g$ ; в противном случае выведенная нами теория схемы не будет к ней применима. Наиболее подходящей с этой точки зрения формой выполнения схемы является совмещение омического сопротивления  $R$  и самоиндукции  $L$  в виде одной цилиндрической однослойной катушки, намотанной из высокоомной проволоки. Эксперимент, который будет описан ниже, показывает в этом случае полное совпадение с теорией, между тем как, например, в случае выполнения схемы в виде содовой катушки самоиндукции полностью с безындукционным сопротивлением совпадение эксперимента с теорией никак не удается получить.

Расчет катушек схемы с анодной самоиндукцией<sup>1)</sup>. Для того чтобы в описанной только что катушке схемы с анодной самоиндукцией было соблюдено условие коррекции  $L = kR^2C$ , она должна быть соответствующим образом димензиони-

---

<sup>1)</sup> Приведенная выше рекомендация о совмещении самоиндукции с омическим сопротивлением в одной катушке из высокоомной проволоки в настоящее время, в большинстве случаев, нельзя считать практически приемлемой. Однако приведенный ниже расчет такой катушки представляет принципиальный и в некоторых случаях практический интерес.



рована. В случае, когда отношение диаметра к длине однослойной цилиндрической катушки достаточно мало, самоиндукция ее выражается, как известно, следующей формулой:

$$L = \frac{4\pi n^2}{l} \frac{\pi D^2}{4} 10^{-9},$$

где  $n$  — число витков,  $D$  — диаметр катушки,  $l$  — длина катушки.

В случае плотной намотки  $l = nd$ , где  $d$  — диаметр проволоки с изоляцией. Омическое сопротивление катушки выразится следующей формулой:

$$R = \rho \frac{\pi n D \cdot 4}{\pi d_0^2},$$

где  $\rho$  — удельное сопротивление проволоки,  $d_0$  — диаметр проволоки без изоляции.

Подставляя выражения для самоиндукции катушки  $L$  и омического сопротивления катушки  $R$  в условие коррекции  $L = kR^2C$ , получим для числа витков катушки следующее выражение:

$$n = \frac{\pi^2 d_0^3 \alpha \cdot 10^{-9}}{16kC\rho^2},$$

где  $\alpha = \frac{d_0}{d}$ .

В это выражение, как мы видим, не входит диаметр катушки. Таким образом, для удовлетворения условия коррекции необходимо при данных постоянных проволоки наматывать катушки вполне определенного числа витков. Диаметр катушки определится из заданного общего сопротивления катушки  $R$  формулой

$$D = \frac{Rd_0^2}{4\rho n}.$$

Но приведенный расчет катушки остается верным только до тех пор, пока получающиеся после расчета отношения диаметра к длине достаточно малы, что будет иметь место только при небольших заданных сопротивлениях катушки  $R$ . В противном случае в расчете должна быть учтена так называемая поправка Nagaoka, и задача может быть решена только графически.

Самоиндукция катушки в этом случае выражается следующим выражением:

$$L = \rho \frac{\pi^2 n^2 D^2}{l} 10^{-9},$$

где  $\rho$  — поправка Nagaoka, зависящая от  $\frac{D}{l}$ .

Сопротивление катушки по-прежнему выражается формулой

$$R = \frac{\rho n D \cdot 4}{d_0^2}.$$

Подставляя в условия коррекции  $L = kR^2C$  выражение для  $L$  и  $R$ , получим следующее выражение для  $n$ :

$$n = \frac{\pi^2 \alpha d_0^3}{16kC\rho^2} 10^{-9} \rho.$$

Обозначая

$$\frac{\pi^2 \alpha d_0^3}{16kC\rho^2} 10^{-9} = B,$$

получим для  $n$  выражение  $n = B\rho$ .

С другой стороны, из формулы для сопротивления после некоторого преобразования получим выражение для  $n$  в виде

$$n = \frac{A}{\sqrt{f(p)}},$$

где  $A = \sqrt{\frac{R d_0}{4\rho}} f(p) = \frac{D}{l}$  — функция, изображаемая таблицей Nagaoka. Деля оба выражения для  $n$  на величину  $A$ , получим:

$$\frac{n}{A} = \frac{1}{\sqrt{f(p)}} \quad \text{и} \quad \frac{n}{A} = \frac{B}{A} \rho = E\rho$$

— две зависимости для  $\frac{n}{A}$  в функции от  $\rho$ . Первая из этих зависимостей представляет собой отвлеченную кривую, могущую быть построенной по таблице независимо от заданных постоянных и годную, таким образом, для расчета любой катушки. Эта кривая представлена на рис. 14. Вторая из этих зависимостей представляет собой прямую линию, наклон которой определяется заданными постоянными, входящими в выражение для  $E$ . Пересечение этой прямой с кривой определит нам значение  $\frac{n}{A}$  и  $\rho$ , при которых удовлетворяются условия коррекции  $L = kR^2C$ , откуда, находя по таблице Nagaoka соответствующую  $\rho$  величину  $\frac{D}{l} = \frac{D_1}{nd_0}$ , вычисляем число витков  $n$  и диаметр  $D$  катушки.

Рассматривая кривую зависимости  $\frac{n}{A} = \frac{1}{\sqrt{f(p)}}$ , мы замечаем, что для получения действительных значений для  $n$  и  $\rho$  прямая  $\frac{n}{A} = E\rho$  должна иметь наклон не меньше, чем наклон касательной кривой, проходящей через начало координат.

Проводя эту касательную, находим графически  $E > 1,33$  — условие вещественности решений. Это условие может быть написано в следующем виде:

$$\frac{\alpha d_0^5}{r^3} > \frac{1,76 \cdot 64}{\pi^4} 10^{18} k^2 C^2 R.$$

По последней формуле можно установить пригодность данной проволоки для намотки катушки данного каскада усиления. В имеющихся местах на практике случаях обыкновенная высокоомная проволока (манганин, реотан и т. д.) диаметром около 0,5 мм, употребляемая обычно для намотки сопротивлений, оказывается

вполне подходящей, и размеры получающихся при этом катушек укладываются в обычные габариты. В случае, когда имеется слишком большая емкость  $C$  или слишком большое сопротивление  $R$ , может оказаться необходимым применение для намотки катушек, кроме высокоомной проволоки, дополнительно еще медной проволоки.

Методика подбора параметров и экспериментальное исследование схем. Для расчета катушек в схеме выправления с анодной самоиндукцией необходимо знать лишь две вели-

чины:  $C$  и  $R$ . Величину  $k$  можно выбрать равной 0,414, поскольку, как уже было показано, получающиеся при этом фазовые искажения меньше допустимых в современном телевидении, в то время как частотные искажения уже равны допустимым.

Величина  $R$  при данной крутизне лампы  $S$  и общем коэффициенте усиления  $U$  определится по формуле  $R = \frac{U}{S} \frac{1}{N}$ , где число каскадов  $N$  выбирается, как мы уже показывали, исходя из кривой зависимости частотных искажений от числа каскадов.

Емкость  $C$  должна быть определена путем ее измерения к схеме. Для учета собственной внутренней емкости катушки и емкости тела катушки на землю, которые можно считать входящими в схему параллельно с основной емкостью  $C_a + C_g$ , должна быть применена следующая методика измерения общей емкости  $C$ .

Исходя из ориентировочного значения общей емкости схемы  $C$  (определяемой, например, посредством измерения емкости  $C_a + C_g$ ),

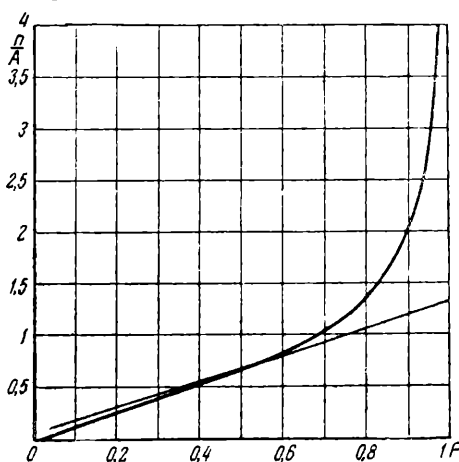


Рис. 14

катушка рассчитывается вышеописанным методом. Изготавливается модель этой катушки из медной проволоки. Включая эту катушку в схему, измеряют методом резонанса общую емкость схемы. Определенная таким образом емкость кладется в основу расчета катушки, наматываемой уже из высокоомной проволоки.

Для того чтобы усилитель, состоящий из нескольких каскадов, давал частотную и фазовую характеристики, соответствующие частотной и фазовой характеристикам отдельных его каскадов, необходимо принять меры к устранению влияния обратных связей на частотную и фазовую характеристики усилителя. Кроме электростатических и электромагнитных связей между отдельными каскадами, которые в случае усилителя на сопротивлениях могут быть легко устранены неособенно сильной экранировкой, и кроме связи через сопротивление источника питания, которое при блокировке источника питания большой емкости опасно только на низких частотах и с которой приходится бороться обычно применяемыми методами развязывания каскадов и раздельного питания отдельных групп каскадов усиления, большое значение в случае усилителя на широкую полосу частот имеют обратные связи через общие провода питания.

Влияние их на высокой частоте становится очень заметным благодаря росту индуктивного сопротивления проводов на высокой частоте. Как показывает эксперимент, это явление уже при двух каскадах усиления приводит к резкому искажению частотной и фазовой характеристик. Поэтому необходимым условием получения частотной и фазовой характеристик, совпадающих с теоретической, является условие отсутствия общих проводов питания, для чего необходимо каждый провод питания проводить отдельно к нулевой точке усилителя так, как показано на рис. 15.

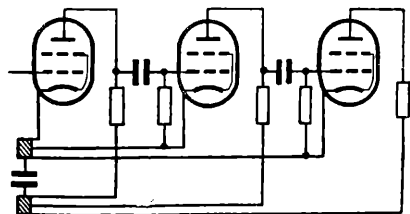


Рис. 15

Для сравнения теории с экспериментом были сняты частотные и фазовые характеристики двухкаскадного усилителя на лампах К 1500 (varimu), крутизна которых была  $3,8 \frac{ma}{v}$ ; емкости в схеме, измеренные описанным выше методом, были обе равны 43,5 пф. Омическое сопротивление отдельного каскада было выбрано равным 5370 ом, что соответствует коэффициенту усиления двухкаскадника, равному 400 (20 на каскад). Степень коррекции была выбрана соответствующей 0,375 (между значением 0,414, соответствующим минимуму частотных искажений, и значением 0,322, соответствующим минимуму фазовых искажений).

На рис. 16 на кривой  $\alpha$  представлена частотная характеристика этого двухкаскадника. На кривой  $\phi$  того же чертежа представлена фазовая характеристика этого двухкаскадника (как мы видим, она

очень мало отклоняется от касательной к ней в начале координат). Эти кривые проведены через теоретические точки, обозначенные крестиками. Там же нанесены экспериментальные точки, обозначенные кружками. Как мы видим, экспериментальные точки очень незначительно отклоняются от теоретических.

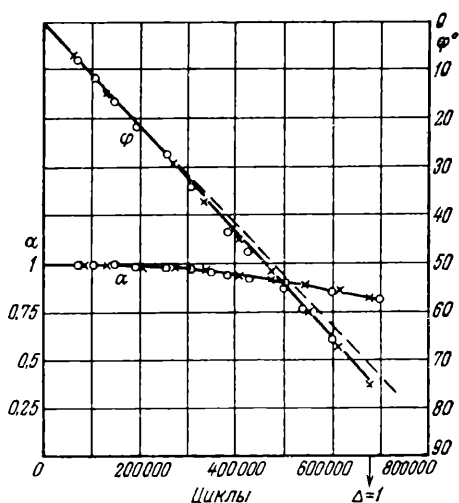


Рис. 16

Частотная характеристика снималась при этом обычно употребляемым методом введения известной не зависящей от частоты электродвижущей силы на вход усилителя посредством омического делителя напряжений и измерения напряжения на выходе посредством лампового вольтметра, причем были приняты следующие меры предосторожности: омический делитель напряжения был сделан из настолько тонкой высокоомной проволоки (манганин диаметра 0,03 мм), что его индуктивностью можно было пренебречь на самых высоких частотах. Этот делитель напряжения был приключен к выходу усилителя таким образом, чтобы на вход усилителя не подавалось падение напряжения на подводящих проводах.

Генератор давал кривую тока чисто синусоидальную (без высших гармоник), и амплитуды напряжений были такими, что усилитель можно было считать линейным. Фазовая характеристика снималась новым, специально разработанным нами методом, описание которого дано в работе [3]. При этом были приняты те же меры предосторожности, что и при снятии частотной характеристики.

Если методика подбора параметров простой схемы с анодной самоиндукцией очень проста и приводит, как мы видели, к хоро-

шему согласию эксперимента с теорией, то гораздо хуже обстоит дело в случае сложной схемы с анодной и сеточной самоиндукциями.

При подборе параметров сложной схемы обычно нельзя пренебрегать емкостью катушек по сравнению с основной емкостью электродов лампы, что при двух катушках самоиндукции и двух отдельных емкостях сильно усложняет методику подбора параметров схемы.

Методика подбора параметров сложной схемы требует дальнейшей разработки.

Работа проводилась при активном участии лаборанта Д. И. Воскобойника.

## Литература

1. «ENT», № 1, 1932, Bartels.
  2. А. А. Железов. «Журнал технической физики», т. II, вып. 7—8, 1932.
  3. Г. В. Брауде. Авторское свидетельство № 43964 от 5 февраля 1934. «Способ измерения углов сдвига фаз».
-

## Сложная коррекция широкополосных усилителей<sup>1)</sup>

В 1934 г. нами был предложен метод подбора параметров сложных схем коррекции, заключающийся в сведении к нулю ряда возможных в схеме резонансных частот, что математически точно выражается в приравнении нулю первых членов разложения в ряд Тейлора (Маклорена) выражения для частотной характеристики схемы [1].

В настоящее время этот метод нашел широкое применение в усилительной технике. Но несмотря на ряд исследований по сложным схемам коррекции, не опубликовано до сих пор схем и методики подбора их параметров, дающих возможность удовлетворить условиям коррекции при любом соотношении между частичными емкостями схемы.

Как и в опубликованной нами работе, так и в базирующихся на ней заграничных [2] работах отношение частичных емкостей схемы связывается жестко условиями коррекции, поэтому коррекция происходит только при некоторых вполне определенных отношениях частичных емкостей. Это сильно ограничивает применение сложных схем коррекции.

Для того чтобы получить коррекцию при любых отношениях частичных емкостей схемы, мы конструировали ряд схем, в которых число параметров было больше числа членов разложения в ряд Тейлора, обращаемых в нуль, таким образом при подчинении параметров схемы сформулированным выше условиям коррекции параметр, представляющий собой отношение частичных емкостей, оставался свободным.

В результате детального анализа всевозможных схем коррекции удалось найти такую универсальную схему, которая охватывает ряд образующихся из нее частных схем, что дает возможность высококачественной коррекции во всем возможном диапазоне отношений частичных емкостей схемы.

---

<sup>1)</sup> «Известия электропромышленности слабого тока», № 9, 1940.

Эта универсальная схема приведена на рис. 1. В этой схеме частичная емкость  $C_1$  представляет собой в основном емкость анод — катод усилительной лампы; частичная емкость  $C_2$  — входную емкость сетка—катод последующей усилительной лампы. Основным сопротивлением, определяющим начальный коэффициент усиления, в этой схеме является сопротивление  $r$ . Корректирующую самоиндукцию  $L$ , включенную последовательно с основным сопротивлением, можно назвать основной корректирующей самоиндукцией; корректирующую самоиндукцию  $L_1$ , включенную со стороны анода усилительной лампы, — анодной самоиндукцией, а корректирующую самоиндукцию  $L_2$ , включенную со стороны сетки последующей лампы, — сеточной самоиндукцией. Сопротивление  $r_1$ , включенное последовательно с самоиндукцией  $L_1$ , можно согласно его действию назвать затуханием анодной самоиндукции, а сопротивление  $r_2$ , включенное последовательно с самоиндукцией  $L_2$ , — затуханием сеточной самоиндукции.

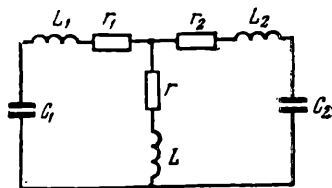


Рис. 1

Выражение для частотной характеристики универсальной схемы имеет следующий вид:

$$|\alpha|^2 = \frac{1 + a \Delta^2}{1 + b_1 \Delta^2 + b_2 \Delta^4 + b_3 \Delta^6 + b_4 \Delta^8},$$

где  $\alpha$  представляет собой относительный коэффициент усиления схемы (относительный начальный коэффициент усиления в отсутствие переходной емкости):

$$\Delta = \omega r C; \quad C = C_1 + C_2; \quad a = k^2;$$

$$b_1 = [x(1 + m_1) + (1 - x)(1 + m_2)]^2 - 2[x(k + k_1) + (1 - x)(k + k_2) + x(1 - x)(m_1 + m_2 + m_1 m_2)];$$

$$b_2 = [x(k + k_1) + (1 - x)(k + k_2) + x(1 - x)(m_1 + m_2 + m_1 m_2)]^2 + 2x(1 - x)[(kk_1 + kk_2 + k_1 k_2) - [x(1 + m_1) + (1 - x)(1 + m_2)][k_1 + k_2 + m_1(k + k_2) + m_2(k + k_1)]];$$

$$b_3 = x^2(1 - x)^2\{[k_1 + k_2 + m_1(k + k_2) + m_2(k + k_1)]^2 - 2(m_1 + m_2 + m_1 m_2)(kk_1 + kk_2 + k_1 k_2)\} - 2x(1 - x)(kk_1 + kk_2 + k_1 k_2)[k + k_1 x + k_2(1 - x)];$$

$$b_4 = x^2(1 - x)^2(kk_1 + kk_2 + k_1 k_2)^2;$$

$$k = \frac{L}{r^2 C}; \quad k_1 = \frac{L_1}{r^2 C}; \quad k_2 = \frac{L_2}{r^2 C}; \quad m_1 = \frac{r_1}{m}; \quad m_2 = \frac{r_2}{r}; \quad x = \frac{C_1}{C}.$$



Мы будем подчинять параметры этой универсальной схемы условию сведения к нулю всех возможных в этой схеме резонансов (максимумов и минимумов) на частотной характеристике. Для этого необходимо приравнять нулю такое число первых членов разложения в ряд Маклорена, которое на единицу меньше высшего показателя степени при квадрате частоты, имеющегося в выражении для частотной характеристики.

Это условие, означающее равенство нулю ряда производных относительного коэффициента усиления по частоте (точнее по квадрату частоты) при частоте, равной нулю, приводится в случае рассматриваемой схемы, когда высший показатель степени при  $\Delta^2$  в выражении для  $|\alpha|^2$  равен четырем, к трем уравнениям частотной коррекции:

$$\frac{d|\alpha|^2}{d\Delta_{\Delta=0}^2} = 0; \quad \frac{d^2|\alpha|^2}{d(\Delta^2)_{\Delta=0}^2} = 0; \quad \frac{d^3|\alpha|^2}{d(\Delta^2)_{\Delta=0}^3} = 0,$$

которые, как легко показать, приводят к равенству друг другу коэффициентов числителя и знаменателя, стоящих при одинаковых степенях  $\Delta$  в выражении для относительного коэффициента усиления, т. е.  $b_1=a$ ;  $b_2=0$ ;  $b_3=0$ .

После того как параметры схемы  $k$ ,  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $m_1$ ,  $m_2$  подобраны так, что эти условия удовлетворены, т. е. значения этих параметров найдены из совместного решения уравнений  $b_1=a$ ;  $b_2=0$ ;  $b_3=0$ , относительный коэффициент усиления  $\alpha$  уже скорректированной схемы представится в виде

$$\alpha^2 = \frac{1 + a\Delta^2}{1 + a\Delta^2 + b_4\Delta^8} = \frac{1 + k^2\Delta^2}{1 + k^2\Delta^2 + x^2(1-x)^2(kk_1 + kk_2 + k_1k_2)\Delta^8}.$$

Величина  $b_4$  коэффициента при  $\Delta^8$  в выражении для скорректированной схемы характеризует качество коррекции схемы. Чем меньше этот коэффициент, тем высококачественнее коррекция, даваемая схемой.

Параметры скорректированной схемы связаны, как мы видим, тремя уравнениями:  $b_1=a$ ;  $b_2=0$ ;  $b_3=0$ . Мы можем связать этими уравнениями три параметра схемы, в то время как универсальная схема обладает шестью параметрами. Не считая параметра  $x$  отношения частичных емкостей схемы, заданного величинами емкостей  $C_1$  и  $C_2$ , естественно присущих схеме из-за емкостей ламп и монтажа, мы имеем, таким образом, еще два произвольных параметра. Анализ универсальной схемы показал, что эти два произвольных параметра могут быть сделаны равными нулю без ущерба для качества коррекции схемы, причем в зависимости от того, какие из параметров равны нулю, мы получаем те или иные частные схемы, параметры которых могут быть подчинены условиям коррекции (так, чтобы для них получались вещественные и положительные значения) в том или ином участке возможного диапазона  $x$  от 0 до 1.

В участке диапазона  $x$  от 0 до 0,244 универсальная схема может быть преобразована в схему рис. 2а. Таким образом, во всем этом участке диапазона параметры  $L$  и  $r_2$  универсальной схемы имеют значения, равные нулю.

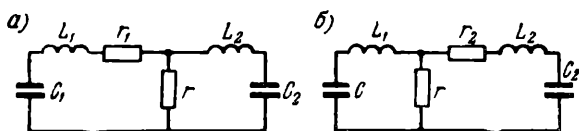


Рис. 2

В участке диапазона  $x$  от 0,244 до 0,404 универсальная схема может быть преобразована в схему рис. 3 так, что во всем этом участке диапазона параметры  $r_1$  и  $r_2$  универсальной схемы имеют значения, равные нулю.

В участке диапазона  $x$  от 0,404 до 0,5 универсальная схема может быть превращена в схему рис. 4а так, что во всем этом участке диапазона параметры  $L_1$  и  $r_1$  универсальной схемы имеют значения, равные нулю.

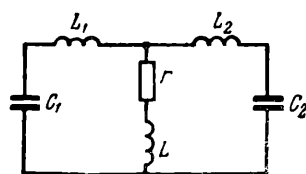


Рис. 3

Анализ универсальной схемы показал далее, что поведение частотных характеристик совершенно точно совпадает для симметричных точек диапазона, т. е. поведение частотной характеристики в точке  $x$  диапазона совершенно точно совпадает с поведением частотной характеристики в точке  $1-x$  диапазона, причем в точке  $1-x$  значение параметра  $L$  равно значению параметра  $L$  в

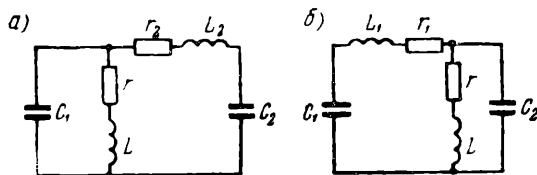


Рис. 4

точке  $x$ , а значения параметров  $L_1$ ,  $L_2$  и  $r_1$ ,  $r_2$  в точках  $1-x$  и  $x$  меняются своими местами (т. е. значения параметров  $L_1$  и  $r_1$  в точке  $1-x$  равны соответственно значениям параметров  $L_2$  и  $r_2$  в точке  $x$ ).

Отсюда следуют вырожденные схемы для оставшейся части диапазона  $x$  от 0,5 до 1; в участке диапазона  $x$  от 0,756 до 1 универсальная схема может быть изменена в симметричную схему рис. 2а, схему рис. 2б, в которой значение нуля принимает не  $r_2$ , а  $r_1$ .

В участке диапазона  $x$  от 0,596 до 0,756 универсальная схема может быть превращена в ту же схему рис. 3, которая действует в участке диапазона  $x$  от 0,244 до 0,404, поскольку в этом диапазоне и  $r_2$  и  $r_1$  принимают значения, равные нулю.

В участке диапазона  $x$  от 0,5 до 0,596 универсальная схема может быть превращена в симметричную схему рис. 4а, в схему рис. 4б, в которой значение нуль принимают не  $L_1$  и  $r_1$ , а  $L_2$  и  $r_2$ .

Качество схемы коррекции, определяемое коэффициентом  $b_4$  при  $\Delta^8$  в выражении для частотной характеристики скорректированной схемы, наиболее высоко для вырожденной частной схемы рис. 3. Коэффициент  $b_4 = x^2(1-x)^2(kk_1 + kk_2 + k_1k_2)^2$  для этой схемы во всем диапазоне  $x$  действия этой схемы имеет примерно одинаковую и притом малую величину. В табл. 1 приведены значения параметров и коэффициента  $b_4$  скорректированной схемы рис. 3 для всего диапазона  $x$  действия этой схемы.

Таблица 1

$x$	$k$	$k_1$	$k_2$	$b_4$	$\Delta_{1\%}$	$x$	$k$	$k_1$	$k_2$	$b_4$	$\Delta_{1\%}$
0,244	0,000	0,194	0,599	0,000460	1,60	0,596	0,143	0,581	0,000	0,000400	1,62
0,283	0,040	0,130	0,589	0,000446	1,60	0,626	0,120	0,581	0,024	0,000415	1,62
0,326	0,080	0,074	0,583	0,000440	1,61	0,649	0,100	0,582	0,049	0,000436	1,61
0,351	0,100	0,049	0,582	0,000436	1,61	0,674	0,080	0,583	0,074	0,000440	1,61
0,374	0,120	0,024	0,581	0,000415	1,62	0,717	0,040	0,589	0,130	0,000446	1,60
0,404	0,143	0,000	0,581	0,000400	1,62	0,756	0,000	0,599	0,194	0,000460	1,60

Как мы видим, величина коэффициента  $b_4$  действительно колеблется вокруг значения 0,00044. В той же табл. 1 приведены значения  $\Delta$ , при которых происходит падение коэффициента усиления на 1%. Оно, как мы видим, колеблется около значения  $\Delta_{\%} = 1,61$ .

В случае простой схемы коррекции (включение самоиндукции последовательно с анодным сопротивлением) падение усиления на 1% происходит при  $\Delta = 0,6$ .

Задаваясь, таким образом, допустимым падением усиления на каскад в 1%, что в случае большого числа каскадов является вполне реальной цифрой, мы имеем в случае сложной схемы рис. 3 выигрыш в полосе частот по сравнению с простой схемой коррекции больше, чем в  $2\frac{1}{2}$  раза.

В случае, когда можно задаться большим падением усиления, этот выигрыш несколько падает, но остается все же достаточно высоким.

Полоса частот, соответствующая падению усиления на  $\beta\%$  при небольших значениях  $\beta$  до 10%, может быть приближенно, с по-

грешностью, не превышающей 5%, представлена для сложной схемы коррекции в виде  $\Delta_{\beta\%} = \Delta_{1\%} \sqrt[8]{\beta}$ , а для простой схемы коррекции в виде  $\Delta_{\beta\%} = \Delta_{1\%} \sqrt{\beta}$ .

На рис. 5 представлены вместе для сравнения частотная характеристика скорректированной схемы рис. 3 ( $\alpha_2$ ) для  $x=0,404$  и частотная характеристика простой схемы коррекции ( $\alpha_1$ ) (одна самоиндукция, включенная последовательно с анодным сопротивлением) в широкой полосе частот. Как видим, вплоть до  $\Delta \approx 3,5$  сложная схема коррекции дает меньшее падение усиления, чем простая. Схема рис. 3 перекрывает довольно большую часть возможного диапазона  $x$ . В оставшихся участках диапазона действуют схемы рис. 2 и 4.

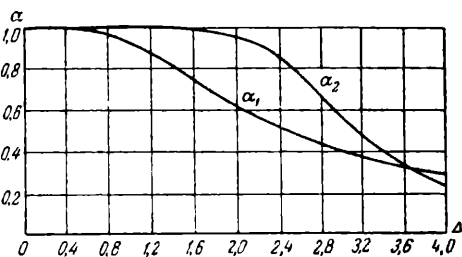


Рис. 5

В этих схемах дополнительным параметром, дающим возможность выбирать произвольно значение  $x$ , является омическое сопротивление, в то время как в схеме рис. 3 этим дополнительным параметром является самоиндукция. Если включение дополнительной самоиндукции не ухудшает качества коррекции схем, то включение дополнительного сопротивления всегда ухудшает качество коррекции. Это ухудшение, однако, незначительно при небольших отклонениях  $x$  от крайних значений участка диапазона, в которых параметры  $m_1$  и  $m_2$ , характеризующие величины дополнительных омических сопротивлений, равны нулю.

Для схем рис. 4 это ухудшение будет незначительным во всем диапазоне действия этих схем, поскольку диапазон их действия вообще незначителен, всего от  $x=0,404$  до  $x=0,5$  и от  $x=0,5$  до  $x=0,596$ .

В табл. 2 приведены значения параметров и коэффициента  $b_4$  скорректированных схем рис. 4а и б для всего диапазона  $x$  действия этих схем.

Таблица 2

$x$	$k$	$k_2$	$m_2$	$b_4$	$\Delta_{1\%}$	$x$	$k$	$k_1$	$m_1$	$b_4$	$\Delta_{1\%}$
Рис. 4а						Рис. 4б					
0,404	0,143	0,581	0,0000	0,000400	1,62	0,500	0,174	0,792	0,2980	0,001190	1,42
0,420	0,148	0,617	0,0492	0,000495	1,59	0,520	0,168	0,738	0,2210	0,000960	1,46
0,450	0,158	0,683	0,1430	0,000715	1,52	0,550	0,158	0,683	0,1430	0,000715	1,52
0,480	0,168	0,738	0,2210	0,000960	1,46	0,580	0,148	0,617	0,0492	0,000495	1,59
0,500	0,174	0,792	0,2980	0,001190	1,42	0,596	0,143	0,581	0,0000	0,000400	1,62

Как мы видим, при  $\Delta^8$  в случае схемы рис. 4а коэффициент  $b_4 = k^2 k_2^2 x^2 (1-x)^2$ , а в случае схемы рис. 4б  $b_4 = k^2 k_1^2 x^2 (1-x)^2$  увеличивает свое значение от 0,0004 (при  $x=0,404$  и при  $x=0,596$ ) до 0,0012 (при  $x=0,5$ ), что соответствует уменьшению полосы частот (на верхней границе которой усиление падает на 1%) от  $\Delta_{1\%} = 1,62$  до  $\Delta_{1\%} = 1,42$ . Для схем рис. 2, диапазон действия которых от  $x=0$  до  $x=0,244$  и от  $x=0,756$  до  $x=1$ , ухудшение качества коррекции вблизи  $x=0,244$  и  $x=0,756$  будет также незначительным, но при приближении к границам диапазона  $x=0$  и  $x=1$  это ухудшение станет весьма значительным.

Таблица 3

$x$	$k_1$	$k_2$	$m_1$	$b_4$	$\Delta_{1\%}$	$x$	$k_2$	$k_1$	$m_2$	$b_4$	$\Delta_{1\%}$
Рис. 2а						Рис. 2б					
0,244	0,197	0,597	0,000	0,00047	1,60	1,000	$\infty$	0,310	$\infty$	0,00700	1,13
0,207	0,334	0,576	0,483	0,00100	1,45	0,897	1,870	0,475	3,980	0,00680	1,14
0,173	0,555	0,555	1,150	0,00207	1,33	0,874	0,853	0,545	1,920	0,00373	1,23
0,156	0,853	0,545	1,920	0,00373	1,23	0,827	0,555	0,555	1,150	0,00207	1,33
0,103	1,870	0,475	3,980	0,00680	1,14	0,793	0,334	0,576	0,483	0,00100	1,45
0,000	$\infty$	0,310	$\infty$	0,00700	1,13	0,756	0,197	0,597	0,000	0,00047	1,60

В табл. 3 приведены значения параметров и коэффициента  $b_4$  скорректированных схем рис. 2 для всего диапазона  $x$  действия этих схем. Как мы видим, коэффициент  $b_4 = k_1^2 k_2^2 x^2 (1-x)^2$  при  $\Delta^8$  достигает значения 0,0012, соответствующего  $\Delta_{1\%} = 1,42$  при  $x=0,2$  и  $x=0,8$ , продолжая расти дальше при  $x=0$  и  $x=1$  до значения 0,007, соответствующего  $\Delta_{1\%} = 1,13$ .

Описанные схемы дают возможность, таким образом, непрерывно в диапазоне отношений частичных емкостей от 0,2 до 0,8 получать высококачественную коррекцию, характеризующуюся значениями коэффициента  $b_4$  от 0,0004 до 0,0012, соответствующих значениям  $\Delta$  от 1,62 до 1,42, давая, таким образом, в этом диапазоне выигрыш в полосе частот по сравнению с простой схемой коррекции примерно в  $2^{1/2}$  раза.

Оставшиеся участки диапазона от  $x=0$  до  $x=0,2$  и от  $x=0,8$  до  $x=1$  сравнительно редко встречаются на практике.

В тех случаях, когда  $x$  оказывается в этих участках диапазона, можно легко избежать этих участков, увеличивая искусственно меньшую емкость. Легко увидеть, что происходящее из-за этого увеличение общей емкости не может существенно уменьшить полосу частот, так как, даже находясь в точках  $x=0$  или  $x=1$ , мы,

увеличивая емкости  $C_1$  или  $C_2$  до достижения  $x=0,2$  или  $x=0,8$ , уменьшаем полосу частот, даваемую схемой, только на 17%.

В табл. 4 сведены вместе значения параметров коэффициента  $b_4$  и  $\Delta_{1\%}$  для схем рис. 2, 3 и 4, перекрывающих весь возможный диапазон  $x$  отношений емкостей.

Таблица 4 полностью представляет исследованную нами универсальную схему, давая поведение параметров скорректированной универсальной схемы и характеризующих качество ее коррекции коэффициентов  $b_4$  и  $\Delta_{1\%}$  во всем возможном диапазоне  $x$  от нуля до единицы и показывая процесс вырождения частных схем рис. 2, 3 и 4 из универсальной схемы рис. 1.

Универсальная схема, рассчитанная нами во всем диапазоне  $x$  с точки зрения получения наилучшей частотной характеристики, не во всех участках диапазона  $x$  дает при этом одновременно хорошие фазовые характеристики.

Если при применении сложных схем коррекции в отдельных ответственных местах усилительного тракта их фазовая характеристика не имеет большого значения, то при применении сложных схем в большем числе каскадов мириться с плохой фазовой характеристикой этих схем никак нельзя. В этом случае, в тех участках диапазона  $x$ , в которых при условии частотной коррекции фазовая характеристика неудовлетворительна, параметры схемы коррекции необходимо подбирать с точки зрения компромисса между наилучшей частотной и наилучшей фазовой характеристиками.

Е. W. Herold в упомянутой нами работе [2] находит для некоторых схем этот компромисс, выбирая для всех параметров средние значения между значениями параметров, удовлетворяющих только условиям частотной коррекции и значениям параметров, удовлетворяющих только условиям фазовой коррекции<sup>1)</sup>, при этом нарушаются все три условия частотной коррекции, но в рассмотренных автором ограниченных случаях условия полной фазовой коррекции оказались весьма близкими к условиям полной частотной коррекции. Вообще возможны, однако, резкие расхождения между условиями полной частотной и условиями полной фазовой коррекций. В этих случаях при выборе для параметров некоторых средних значений могут появиться резко выраженные максимумы и минимумы на частотной характеристике.

В нашей основной работе [1] предлагалось находить этот компромисс, подчиняя параметры схемы частью условиям частотной коррекции и частью условиям фазовой коррекции. В случае рассмотренных выше схем с тремя регулируемыми параметрами можно согласно этому подчинять эти параметры двум условиям частотной коррекции и одному условию фазовой коррекции. При этом

---

<sup>1)</sup> Под условиями фазовой коррекции здесь понимается аналогично условиям частотной коррекции равенство нулю ряда первых членов разложения в ряд Тейлора производной фазового сдвига по частоте.

Таблица 4

$x$	$k$	$k_1$	$k_2$	$m_1$	$m_2$	$b_4$	$\Delta_{1\%}$	Примечание к схеме
0,000	0,000	$\infty$	0,310	$\infty$	0,000	0,007000	1,13	Рис. 2а
0,103	0,000	1,870	0,475	3,980	0,000	0,006800	1,14	
0,156	0,000	0,853	0,545	1,920	0,000	0,003730	1,23	
0,173	0,000	0,555	0,555	1,150	0,000	0,002070	1,38	
0,207	0,000	0,334	0,576	0,483	0,000	0,001000	1,45	
0,244	0,000	0,194	0,599	0,000	0,000	0,000460	1,60	Рис. 2а, 3
0,283	0,040	0,130	0,589	0,000	0,000	0,000446	1,60	Рис. 3
0,326	0,080	0,074	0,583	0,000	0,000	0,000440	1,61	
0,351	0,100	0,049	0,582	0,000	0,000	0,000436	1,61	
0,374	0,120	0,024	0,581	0,000	0,000	0,000415	1,62	
0,404	0,143	0,000	0,581	0,000	0,000	0,000400	1,62	Рис. 3, 4а
0,420	0,148	0,000	0,617	0,000	0,049	0,000495	1,59	Рис. 4а
0,450	0,158	0,000	0,683	0,000	0,143	0,000715	1,52	
0,480	0,168	0,000	0,738	0,000	0,221	0,000960	1,46	
0,500	0,174	0,000	0,792	0,000	0,298	0,001190	1,42	
0,500	0,174	0,792	0,000	0,298	0,000	0,001190	1,42	Рис. 4б
0,520	0,168	0,738	0,000	0,221	0,000	0,000960	1,46	
0,550	0,158	0,683	0,000	0,143	0,000	0,000715	1,52	
0,580	0,148	0,617	0,000	0,049	0,000	0,000495	1,59	
0,596	0,143	0,581	0,000	0,000	0,000	0,000400	1,62	Рис. 4б, 3
0,626	0,120	0,581	0,024	0,000	0,000	0,000415	1,62	Рис. 3
0,649	0,100	0,582	0,049	0,000	0,000	0,000436	1,61	
0,674	0,080	0,583	0,074	0,000	0,000	0,000440	1,61	
0,717	0,040	0,589	0,130	0,000	0,000	0,000446	1,60	
0,756	0,000	0,599	0,194	0,000	0,000	0,000460	1,60	Рис. 3, 2б
0,793	0,000	0,576	0,334	0,000	0,483	0,00100	1,45	Рис. 2б
0,827	0,000	0,555	0,555	0,000	1,150	0,00207	1,33	
0,844	0,000	0,545	0,853	0,000	1,920	0,00373	1,23	
0,897	0,000	0,475	0,870	0,000	3,980	0,00680	1,14	
1,000	0,000	0,310	$\infty$	0,000	$\infty$	0,00700	1,13	

возможен только один максимум на частотной характеристике, но этот максимум может также оказаться слишком резко выраженным.

Считая допустимым существование одного максимума на частотной характеристике в том случае, если он нерезко выражен (задаваясь некоторым допустимым превышением этого максимума над начальным коэффициентом усиления, можно иногда получать частотную характеристику большей протяженности, чем в случае, когда этот максимум сведен к нулю), можно предложить следующую рациональную методику для нахождения значений параметров, оптимальных с точки зрения наименьших частотно-фазовых искажений. Два параметра схемы по-прежнему подчиняются условиям частотной коррекции, т. е. двум условиям равенства нулю коэффициентов в ряд Тэйлора. Третий же параметр выбирается, исходя из условия компромисса между наилучшей частотной и фазовыми характеристиками. Условие для этого компромиссного выбора не всегда может быть математически точно сформулировано, но всегда, вычерчивая ряд частотных и фазовых характеристик, соответствующих двум параметрам, связанным условиями частотной коррекции при одном варьируемом параметре (таким образом, два параметра, связанные условиями частотной коррекции, выражаются как функции третьего варьируемого параметра), можно найти компромиссное значение варьируемого параметра.

Нет необходимости искать компромиссное решение между наилучшими частотной и фазовой характеристиками в каждой точке диапазона  $x$  в отдельности. Достаточно найти компромиссное решение в нескольких узловых точках диапазона  $x$ , чтобы, интерполируя, найти это решение во всех точках диапазона. При этом интерполировать нужно только один параметр (тот, который мало меняется и вообще мал по своей величине), а два других параметра уже находить точно из двух условий частотной коррекции.

Интересно отметить наличие таких точек диапазона  $x$ , в которых условие компромисса между наилучшими частотными и фазовыми характеристиками весьма точно может быть математически выражено в виде двух условий частотной коррекции и условия минимума оставшейся резонансной частоты, т. е. условий:

$$\frac{d|x|^2}{d\Delta_{\Delta=0}^2} = 0, \quad \frac{d^2|x|^2}{d(\Delta^2)_{\Delta=0}^2} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{d\Delta_{res}^2}{dp} = 0,$$

где  $p$  — любой из параметров схемы или их комбинация, входящая в уравнение коррекции<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Ввиду того что параметры схемы уже связаны между собой двумя условиями частотной коррекции, условие  $\frac{d\Delta_{res}^2}{dp} = 0$  дает одинаковые значения для параметров схемы независимо от того, по какому из параметров или их комбинации производится дифференцирование.



Как пример можно указать случай схем рис. 4 при  $m_2=0$ ;  $m_1=0$ . При подчинении параметров этих схем указанным трем условиям. получаются следующие значения для параметров схемы рис. 4а:  $x=0,35$ ;  $k=0,105$ ;  $k_2=0,6$  и для параметров схемы рис. 4б соответственно те же значения в точках 1—х;  $x=0,65$ ;  $k=0,105$  и  $k_1=0,6$ .

Следует указать, что резонансная частота в данном случае физически отсутствует, имеет место лишь минимум квадрата резонансной частоты  $\Delta_{res}^2$ , принимающий отрицательное значение. Частотная характеристика никакого максимума не имеет и монотонно спадает при увеличении частоты. Это падение при  $\Delta=1,6$  достигает 4%. Отклонение фазового сдвига от линейного закона до  $\Delta=1,6$  практически отсутствует. При  $\Delta=1,8$  падение усиления достигает уже 8%, а отклонение фазового сдвига от линейного закона становится равным  $\Delta\varphi=4^\circ 50'$ , что соответствует ошибке в задержке во время  $\Delta\tau = \frac{\Delta\varphi}{\omega} = \frac{\Delta\varphi}{2\pi f} \frac{1}{f} = 0,013 \frac{1}{f}$  Е. W. Herold в упомянутой работе, рассматривая ту же схему рис. 4а, в которой отсутствует только параметр  $m_2$ , находит в качестве компромисса между наилучшими частотными и фазовыми характеристиками следующие значения для параметров:  $x=0,34$ ;  $k=0,12$  и  $k_2=0,52$ . При этом падение усиления при  $\Delta=1,8$  составляет 10%, а ошибка в задержке во времени  $\Delta\tau=0,009 \frac{1}{f}$ . Данные эти, как мы видим, весьма близко совпадают с данными, полученными нами, исходя из условий:

$$\frac{d|x|^2}{d\Delta_{\Delta=0}^2} = 0; \quad \frac{d^2|x|^2}{d(\Delta^2)_{\Delta=0}^2} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{d\Delta_{res}^2}{dp} = 0.$$

Естественно ожидать, что в точках диапазона  $x$ , близких к  $x=0,35$  и  $x=0,65$ , подчиняя этим же условиям параметры схем рис. 4 при  $m_2$  и  $m_1$ , не равных нулю, а также параметры схемы рис. 3, мы получим для этих параметров оптимальные с точки зрения наименьших частотно-фазовых искажений значения.

Описанные нами частные схемы коррекции рис. 2, 3 и 4 перекрывают весь возможный диапазон отношений частичных емкостей  $x$  от 0 до 1, но не исчерпывают всех возможных схем, которые можно составить на базе двух частичных емкостей. Так как число таких схем все же весьма ограничено, то имеет смысл рассмотрение всех схем, которые можно составить дополнительно к уже описанным схемам.

Схемы рис. 6 можно составить из универсальной схемы рис. 1, если в ней положить равными нулю самоиндукцию  $L_1$  и сопротивление  $r_2$  или самоиндукцию  $L_2$  и сопротивление  $r_1$ ; так же можно составить дополнительные схемы из описанных нами основных схем рис. 2 и 4, если в них затухание анодной и сеточной самоиндукций создавать не сопротивлениями  $r_1$  и  $r_2$ , соединенными после-

довательно с этими самоиндукциями, а сопротивлениями  $R_1$  и  $R_2$ , включенными параллельно этим самоиндукциям так, как это показано на рис. 7 и 8.

Этим мы, по существу, исчерпаем все схемы, которые можно составить на базе двух частичных емкостей —  $C_1$  и  $C_2$ , если число параметров в схеме мы ограничим числом параметров, которые

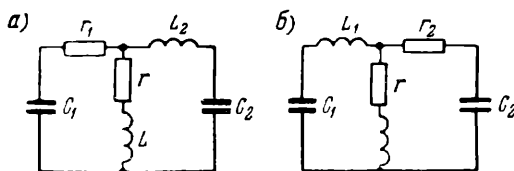


Рис. 6

можно связать тремя уравнениями коррекций, не считая параметра  $x$  — отношения частичных емкостей. Увеличение числа параметров сверх указанного приводит только к усложнению расчетов. Уве-

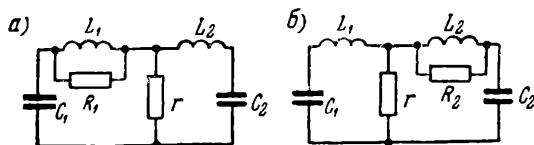


Рис. 7

личение числа частичных емкостей сверх двух, естественно, присущих схеме из-за емкостей ламп, посредством включения в схему дополнительных емкостей нерационально, так как получающийся

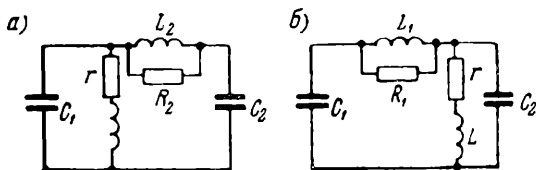


Рис. 8

при этом выигрыш из-за увеличения числа уравнений коррекции и соответствующего повышения качества коррекции схемы в большей степени нейтрализуется происходящим при этом увеличением общей суммарной емкости схемы и не оправдывает усложнения расчета и регулировки схемы.

Исследование дополнительных схем рис. 6, 7 и 8 представляет интерес с точки зрения расширения возможности выбора оптимального компромиссного решения между наилучшими частотной и фазовой характеристиками для отдельных участков диапазона  $x$  — отношения емкостей схемы.

Исследование этих дополнительных схем так же, как и решение задачи выбора компромиссного решения между наилучшими частотной и фазовой характеристиками в тех участках диапазона  $\omega$ , в которых при условии полной частотной коррекции фазовая характеристика неудовлетворительна, будет дано в другой работе.

В последнее время наряду с предложенным нами подходом к расчету сложных схем коррекции с точки зрения разложения в ряд Тейлора некоторыми американскими исследователями начинает применяться подход к расчету этих сложных схем с точки зрения теории многозвенных фильтров.

Сторонники этого метода, в частности впервые применивший его Н. А. Wheeler [3], видят его преимущество в большей простоте вычисления. Это действительно справедливо при очень большом числе элементов сложных схем. Наш опыт показал, однако, что при том числе элементов сложных схем, который имеет смысл с точки зрения получения наименьших искажений, а это число, как мы показали, не может быть слишком большим, расчет может быть достаточно просто проведен и на базе разложения в ряд Тейлора. Последний метод имеет те преимущества перед методом, базирующимся на теории фильтров, что он, с одной стороны, позволяет физически наглядно представить себе поведение частотных характеристик при подборе параметров схемы, поскольку он оперирует с реально присущими частотной характеристике максимумами и минимумами. С другой стороны, отсутствие тех ограничений в выборе параметров, которые ставит собой применение теории многозвенных фильтров, позволяет провести исчерпывающий анализ всех практически целесообразных схем при любом отношении частичных емкостей схемы.

Надо также отметить, что схемы с отрицательной обратной связью, находящие все более широкое применение в усилительной технике, могут быть легко исследованы с точки зрения разложения в ряд Тейлора, в то время как исследование их с точки зрения теории фильтров весьма затруднительно.

Настоящая работа проводилась при активном участии Д. И. Воскобойника и Я. А. Смородинского, проделавших ряд ответственных математических расчетов и исследований.

## Дополнение

При практическом выполнении описанных в настоящей работе частных схем приходится учитывать, кроме емкостей ламп, еще емкости монтажа, собственную емкость основного сопротивления и, наконец, паразитные емкости, вносимые в схему корректирующими элементами. В особенности приходится считаться с распределенной паразитной емкостью витков анодной и сеточной самоиндукций  $L_1$  и  $L_2$  на землю и с емкостью на землю сопротивлений  $r_1$ ,  $r_2$  или  $R_1$ ,  $R_2$ , вносящих затухания в эти самоиндукции. Наличие этих паразитных емкостей сказывается, с одной стороны, на величине емкостей схемы  $C_1$  и  $C_2$ , определяя их эквивалентные значения, учитывающие не только емкости ламп, но и указанные дополнительные паразитные емкости; с другой стороны, в случае схем рис. 2, 3, 6 и 7 наличие этих емкостей может приводить иногда к необходи-

мости изменения самих этих схем, как это представлено соответственно на рис. 9, 10, 11 и 12, в которых имеется еще новый элемент схемы в виде емкости  $C_0^{(1)}$ .

Оставляя пока в стороне вопрос о методике определения эквивалентных значений емкостей  $C_1'$ ,  $C_2'$  и  $C_0$ , рассмотрим вопрос об изменении, вносимом емкостью  $C_0$  в схемы рис. 2, 3, 6 и 7. Наличие емкости  $C_0$  повышает показа-

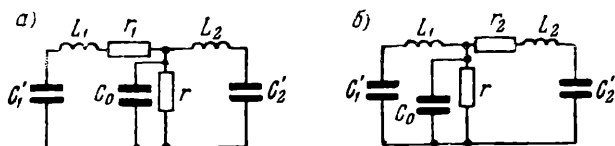


Рис. 9

тель степени при  $\Delta^2$  в выражении для частотной характеристики схемы и дает, таким образом, принципиально возможность получения более высококачественной коррекции, что может в некоторых случаях дать выигрыш в полосе частот, несмотря на увеличение общей суммарной емкости схемы. С другой стороны, как мы уже указывали, выигрыш этот даже при тех отношениях частичных емкостей, при которых он существует, не является столь существенным, чтобы оправдать усложнение расчетов и регулировки схемы.

Рациональным может явиться следующий выход из положения.

Последовательно с основным сопротивлением  $r$  включать дополнительную самоиндукцию  $L_0$ , подобранную по своей величине так, чтобы удовлетворялось условие коррекции частотной характеристики самого основного сопротивления, т. е. условие коррекции элементарного контура, образованного основным сопротивлением  $r$ , емкостью  $C_0$  и дополнительной самоиндукцией  $L_0$  и рассматриваемого изолированно от всей схемы в целом.

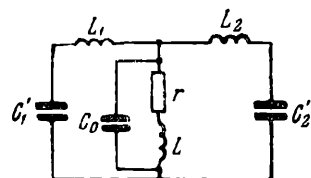


Рис. 10

Схемы рис. 2, 3, 6 и 7 примут при этом вид схем рис. 13, 14, 15 и 16, и условия коррекции самого основного сопротивления для этих схем означают

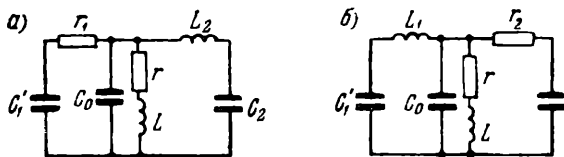


Рис. 11

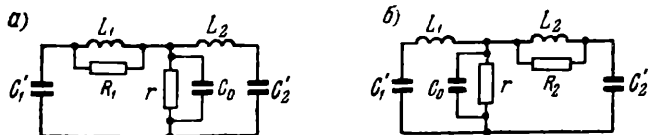


Рис. 12

<sup>1)</sup> Такой случай может иметь место, когда усилитель рассчитывается на небольшую полосу частот, что связано с большими величинами корректирующих элементов, и в случае применения ламп типа «жолудь», собственная емкость которых может быть соизмерима с емкостью монтажа.

коррекцию рассматриваемого изолированно контура  $r$ ,  $C_0$ ,  $L_0$ . Для схем рис. 3 и 6 эта дополнительная коррекция приводит практически к некоторому увеличению основной самоиндукции  $L$ .

Так как емкость  $C_0$  представляет все же небольшую часть общей емкости схемы, то в условии коррекции указанного элементарного контура этот контур

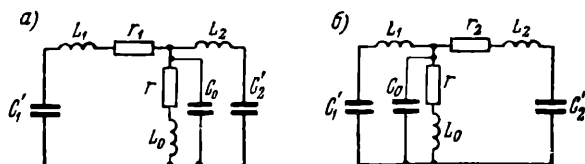


Рис. 13

можно считать в области интересующей нас полосы частот (до  $\Delta \approx 2$ ) эквивалентным основному омическому сопротивлению  $r$ . Таким образом, схемы рис. 13, 14, 15 и 16 в условиях коррекции указанного элементарного контура эквивалентны схемам рис. 2, 3, 6 и 7, в которых только  $C_1$  и  $C_2$  заменены новыми значениями  $C_1'$  и  $C_2'$ , учитывающими не только емкости ламп, но и указанные дополнительные паразитные емкости.

Переходя к вопросу о регулировке этих схем, мы должны в первую очередь обратиться к методике определения значений емкостей  $C_1'$  и  $C_2'$  и  $C_0$ . Эти емкости не могут быть измерены обычными способами измерения сосредоточенных емкостей.

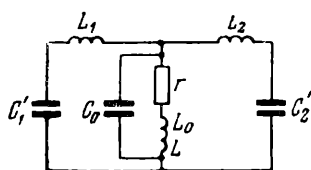


Рис. 14

Наиболее близко подойти к истинным значениям этих емкостей в эквивалентной схеме можно способом, подобным тому, который был применен при определении емкости в простой анодной схеме коррекции. Исходя из ориентировочного значения емкостей  $C_1$  и  $C_2$ , определяемых измерением емкостей  $C_a$  и  $C_g$ , рассчитываются ориентировочные значения самоиндукций  $L_1$  и  $L_2$ . Изготавливая соответствующие катушки самоиндукции, монтируем их на своих местах в корректируемом усилительном каскаде и проводим следующие пробные измерения.

В случае схемы рис. 2, 3 и 12:

1. Включаем катушки  $L_1$  и  $L_2$  по схеме рис. 17, где  $R$  — малое сопротивление, вносящее достаточно малое затухание в контур, и определяем две воз-

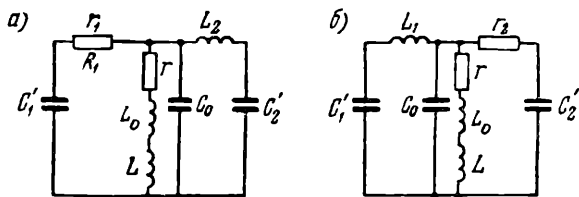


Рис. 15

можные в этой схеме резонансные частоты, наблюдая максимумы напряжения на аноде второй лампы при изменении частоты напряжения на сетке первой

лампы. Легко доказать, что в случае, когда сопротивление  $R$  достаточно мало, эти резонансные частоты равны соответственно:

$$\omega_1^2 = \frac{1}{L_1 C'_1} \text{ и } \omega_2^2 = \frac{1}{L_2 C'_2}.$$

Отсюда определяются значения емкостей:

$$C'_1 = \frac{1}{\omega_1^2 L_1} \text{ и } C'_2 = \frac{1}{\omega_2^2 L_2}$$

и величина

$$x = \frac{C'_1}{C'_1 + C'_2}.$$

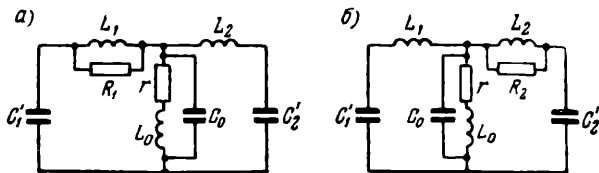


Рис. 16

В случае сомнения в соответствии частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  емкостям  $C_1$  и  $C_2$  можно легко выяснить истинное соответствие, закорачивая самоиндукцию  $L_1$  и наблюдая частоту  $\omega_2$  и закорачивая самоиндукцию  $L_2$  и наблюдая частоту  $\omega_1$ .

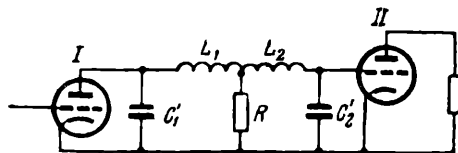


Рис. 17

2. Включаем катушки  $L_1$  и  $L_2$  по схеме рис. 18, где  $r$  — малые сопротивления, вносящие достаточно малые затухания в контур, так же, как и в предыдущем случае, определяем одну возможную в этой схеме резонансную частоту.

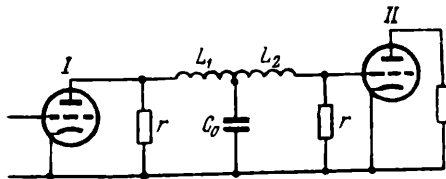


Рис. 18

Легко доказать, что в случае, когда сопротивления  $r$  достаточно малы, эта резонансная частота равна  $\omega^2 = \frac{L_1 + L_2}{L_1 L_2 C_0}$ . Отсюда определяются значения эквивалентной емкости  $C_0 = \frac{L_1 + L_2}{L_1 L_2 \omega_0^2}$ .

В случае схем рис. 4, 6 и 8 включаем катушку  $L_1$  или  $L_2$  по схеме рис. 19, где  $r$  — достаточно малое сопротивление, и определяем возможную в этой схеме резонансную частоту, находим значения емкости  $C_2' = \frac{1}{\omega^2 L_{1,2}}$ . Далее включаем  $L_1$  или  $L_2$  по схеме рис. 20, где  $r$  — тоже достаточно малое сопротивление, и, определяя возможную в этой схеме резонансную частоту, находим значение емкости  $C_1 = \frac{1}{\omega^2 L_{1,2}}$ .

Чтобы учесть при этих измерениях емкость основного омического сопротивления схемы, следует заменять его в описанных измерительных схемах весьма

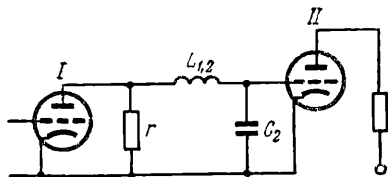


Рис. 19

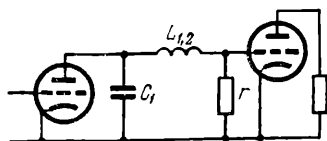


Рис. 20

большим сопротивлением, не вносящим заметного затухания в контур (например, 10 Мом) той же конструкции и геометрических размеров, что и основное сопротивление схемы. То же относится и к сеточному сопротивлению и к сопротивлениям, шунтирующим корректирующие самоиндукции. Влиянием сопротивлений, включенных последовательно с корректирующими самоиндукциями, и влиянием сопротивлений  $r_1$  и  $r_2$  в схемах рис. 11 на эквивалентные емкости  $C_1$ ,  $C_2$  и  $C_0$  приходится пренебрегать, так как учесть это влияние достаточно трудно. Емкость на землю переходного конденсатора между каскадами, на схемах не указанного, имеет существенное значение и должна быть обязательно учтена при измерении соответствующим включением этого конденсатора в измерительную схему. Следует еще отметить необходимость проводить измерения при нагретых катодах ламп, так как емкость  $C_g$  при нагретой лампе может существенно отличаться от той же емкости при холодной лампе.

Определив таким образом уже точное значение емкостей  $C_1'$ ,  $C_2'$  и  $C_0$ , рассчитываем точное значение самоиндукций  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L$  и  $L_0$ ; изготовляя соответствующие катушки, монтируем их в каскаде, включая по схеме, соответствующей участку диапазона  $x$ .

Если значения емкостей  $C_1'$ ,  $C_2'$ , полученные из этих измерений, достаточно точно соответствуют истинным их значениям в эквивалентной схеме, то значение емкости  $C_0$  может быть получено из этих измерений только приближенно. И отсюда величина дополнительной самоиндукции  $L_0$  получается также приближенной. Оптимальное значение самоиндукции  $L_0$  может быть легко подобрано экспериментально по частотной характеристике, поскольку точно известны значения других корректирующих самоиндукций.

## Литература

1. Брауде Г. В. О коррекции частотных и фазовых характеристик усилительных устройств: «ЖТФ», т. IV, вып. 9 и 10, 1934. (См. сборник, стр. 5—45).
2. Herold E. W. High-Frequency Correction in Resistance-Coupled Amplifiers Communications, August 1938, vol. 18, N 8.
3. Wheeler, Harold, Wide Band Amplifiers for Television. «Proc. IRE», July 1939, vol. 27, N 7.

## Расчет сложной схемы коррекции телевизионных усилителей<sup>1)</sup>

В работе рассматривается широко применяемая в телевизионных усилителях сложная схема коррекции высоких частот с двумя индуктивностями с точки зрения ее оптимальных переходных характеристик. Выбор параметров схемы производился из условия компромисса между частотной и фазовой коррекциями (по методу Г. В. Брауде).

Полученные переходные характеристики имеют значительно лучшие показатели, чем для простой схемы коррекции с одной индуктивностью, и очень близки к оптимальным.

Даны практические расчетные таблицы оптимальных параметров схемы как для одного, так и для многих каскадов в широком диапазоне отношения частичных емкостей схемы.

Схемы коррекции высоких частот телевизионных усилителей — так называемая простая схема коррекции с одной индуктивностью в анодной цепи лампы и сложная схема коррекции с двумя индуктивностями в анодной и сеточной цепях лампы, — получившие в настоящее время повсеместное распространение, были предложены впервые в 1933—1934 гг. в Советском Союзе [1]. Тогда же у нас был впервые предложен для анализа корректирующих схем метод сравнения коэффициентов разложения в ряд Тейлора по частоте функции коэффициента усиления [1].

Этот метод не только не потерял своего значения в настоящее время, но завоевывает все новые области применения. Однако сейчас он уже не является достаточным. Наиболее полное представление о схемах коррекции с точки зрения качества воспроизведения телевизионного сигнала дает метод переходных характеристик,

---

<sup>1)</sup> «Радиотехника», т. 4, 1949, № 6 и т. 5, 1950, № 2. Статья написана совместно с К. В. Епанешниковым и Б. Я. Климусевым.



также впервые разработанный в Советском Союзе О. Б. Лурье [2], который применил его к анализу простой схемы коррекции в 1936 г.

Переходная характеристика (кривая установления), являясь характеристикой передачи телевизионным усилителем единичного импульса напряжения (рис. 1), имеет следующие основные параметры:

1. Время, в течение которого происходит нарастание от 0,1 до 0,9 установившегося значения кривой. Этот интервал времени в дальнейшем будем называть временем установления  $\tau$ .

2. Величина первого выброса  $\delta e$  из серии затухающих колебаний в процентах от установившегося значения.

Минимальное время установления при допустимом выбросе и соответствует наилучшей коррекции высоких частот данной схемой

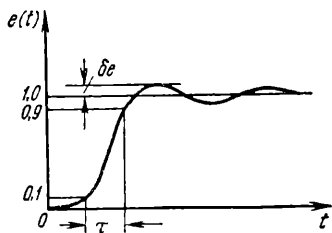


Рис. 1

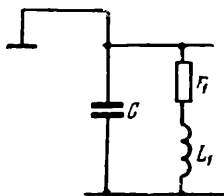


Рис. 2

(при одном каскаде). В этом случае резкая черно-белая граница в передаваемом изображении будет воспроизведена наилучшим образом. Выброс до 2% не заметен для глаза. Выброс от 2 до 5% можно, по-видимому, считать допустимым, так как, не внося заметных искажений, он подчеркивает резкость черно-белой границы. Большой выброс с последующими колебаниями окаймляет черно-белую границу неприятным «рельефом», а потому неприемлем.

Для простой схемы коррекции, представленной на рис. 2, установлено, что с увеличением корректирующей индуктивности  $L_1$  время установления непрерывно падает, а выброс непрерывно растет [2]. Для этой схемы величина выброса однозначно определяет время установления и наоборот. При простой схеме коррекции допустимая величина первого выброса определяет, таким образом, минимальное время установления.

Для простой схемы коррекции установлено также, что при определенной величине корректирующей индуктивности переходная характеристика двух и более каскадов имеет такой выброс, который при увеличении числа каскадов остается неизменным. Этот так называемый критический выброс существует при величине корректирующей индуктивности, соответствующей коэффициенту коррекции  $k = \frac{L_1}{r^2 C} = 0,36$  и равен примерно 1%.

Время установления всегда увеличивается с ростом числа каскадов. Относительное увеличение времени установления при удвоении числа каскадов некоторые авторы называют модулем растяжения  $S$ . Этот модуль растяжения при критическом выбросе также остается неизменным при каждом последующем удвоении числа каскадов и равен для простой схемы коррекции 1,4.

Для кривых, имеющих выброс больше критического, при увеличении числа каскадов выброс растет, а модуль растяжения падает при каждом последовательном удвоении числа каскадов. Для кривых с выбросом меньше критического имеет место обратное явление — выброс растет, а модуль растяжения увеличивается.

Случай критического выброса можно считать оптимальным для многокаскадного усилителя. Можно показать, что в любой схеме коррекции может существовать такой критический выброс с соответствующим ему неизменным модулем растяжения. Но если в простой схеме коррекции с одним параметром он определяется однозначно, то в сложных схемах коррекции с тремя параметрами, одна из которых представлена на рис. 3, можно найти ряд комбинаций этих параметров, соответствующих ряду различных критических выбросов с различными временами установления.

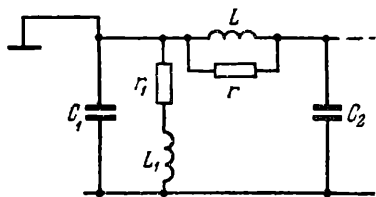


Рис. 3

Задача заключается в том, чтобы найти параметры схемы, дающие критический выброс при минимально возможном времени установления отдельного каскада и минимальном модуле растяжения. Задача эта математически очень сложна и вряд ли может быть строго решена. Очень сложна даже и более простая задача нахождения параметров сложной схемы коррекции, соответствующих заданному допустимому выбросу при минимальном времени установления (в сложной схеме, в отличие от простой схемы коррекции, выброс и время установления уже не связаны между собой однозначно).

Попытки ряда советских и иностранных авторов исследовать аналитически с помощью операторного метода переходные характеристики сложной схемы коррекции даже для одного каскада не дали чего-либо существенного, поскольку для получения решения приходится делать такие упрощающие пренебрежения, которые приводят в конечном счете к неправильным как количественным, так и качественным результатам. Так, например, в статье Л. Н. Кислякова [5] без достаточных оснований делается пренебрежение величиной одной из частичных емкостей схемы по сравнению с другой ( $C_1 \ll C_2$ ); и полученные переходные характеристики не соответствуют имеющимся опытным данным даже по своему общему характеру.

Между тем развитие высококачественного телевидения настоятельно требует практических расчетных таблиц оптимальных параметров сложных схем коррекции как для одного каскада усиления, так и для многокаскадного усилителя.

Приближенное решение этой задачи в настоящей работе получается с помощью методики [3], предложенной одним из авторов этой статьи в 1940 г. и являющейся видоизменением предложенного им же [1] в 1934 г. общего метода сравнения коэффициентов разложения в ряд Тейлора частотной характеристики.

Методика эта в применении к сложным схемам коррекции с тремя параметрами заключается в том, что два параметра схемы подчиняются двум условиям частотной коррекции, т. е. условиям равенства нулю двух коэффициентов разложения модуля коэффициента усиления в ряд Тейлора (Маклорена) при варьируемом третьем параметре (при этом два параметра, связанные условиями частотной коррекции, выражаются как функции третьего варьируемого параметра).

Строя переходные характеристики, соответствующие ряду значений варьируемого параметра и соответствующих ему двух остальных параметров (связанных условиями частотной коррекции с варьируемым параметром), мы получим, в частности, и переходную характеристику с заданным допустимым выбросом. Время установления этой переходной характеристики весьма близко к минимальному времени установления, которое можно вообще получить при заданном выбросе.

Действительно, частотная коррекция сама по себе является приближенным решением задачи получения наименьших искажений формы переходной характеристики. Она обеспечивает обычно минимальное время установления, но часто приводит к недопустимо большим выбросам, связанным в основном с наличием фазовых искажений. Оставляя один из параметров не связанным условиями частотной коррекции, варьируя его специально с целью получения заданного выброса, мы получаем второе приближение, соответствующее компромиссу между частотной и фазовой коррекциями, причем критерием этого компромисса является величина первого выброса переходной характеристики.

В этой методике требует уточнения вопрос о том, каким двум из трех возможных условий частотной коррекции следует подчинять параметры схемы.

Условия частотной коррекции в случае сложной схемы с тремя параметрами представляют собой, как известно [3], равенства нулю первой, второй и третьей производных от  $|a|^2$  по  $\Delta^2$  при  $\Delta=0$ :

$$\frac{d|a|^2}{d(\Delta^2)_{\Delta=0}} = 0; \quad \frac{d^2|a|^2}{d(\Delta^2)^2_{\Delta=0}} = 0; \quad \frac{d^3|a|^2}{d(\Delta^2)^3_{\Delta=0}} = 0; .$$

где  $\Delta$  — относительная частота<sup>1)</sup> и  $\alpha$  — относительный коэффициент усиления схемы<sup>2)</sup>.

В принципе возможны три варианта методики:

1. Приравниваются нулю первая и вторая производные от  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  (при  $\Delta=0$ ), а третья изменяется при изменении одного из параметров.

2. Приравниваются нулю первая и третья производные, вторая изменяется.

3. Приравниваются нулю вторая и третья производные, первая изменяется.

Однако первые два варианта практически исключаются, так как равенство нулю первой производной от  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  при  $\Delta=0$  настолько жестко ограничивает характер частотной и фазовой характеристик, что вариация одного из параметров не в состоянии привести к достижению необходимого компромисса между частотной и фазовой коррекциями. Первый выброс остается слишком большим при всех значениях изменяемого параметра.

Только при третьем варианте, когда вариация параметра приводит к изменению величины и знака первой производной, мы легко получаем уже при небольших отрицательных значениях первой производной очень малую величину первого выброса на переходной характеристике. При этом частотная характеристика с самого начала имеет некоторый небольшой наклон к оси абсцисс, но этот наклон стремится сохранить свою величину благодаря равенству нулю второй и третьей производных. Фазовая характеристика получается при этом также в большой степени линейной.

Описанный выше метод, сохраняя в большой степени преимущества метода сравнения коэффициентов разложения в ряд Тейлора в отношении простоты и удобства анализа, обладает одновременно преимуществом метода переходных характеристик в отношении полноты и соответствия физическому процессу критерия воспроизведения телевизионного сигнала.

При воздействии на вход усилителя прямоугольной волны напряжения периода  $T$  кривая переходного процесса не изменяется по сравнению со случаем воздействия на вход единичного импульса, если она успевает достигнуть установившегося состояния за время, меньшее или равное полупериоду волны  $\frac{T}{2}$ . Объясняется это тем, что П-образный импульс длительностью  $\frac{T}{2}$  можно рассматривать как сумму двух равных по величине и противоположно направленных импульсов Хевисайда, отстоящих друг от друга

<sup>1)</sup>  $\Delta = \omega r_1 (C_1 + C_2)$ , где  $\omega$  — заданная частота.

<sup>2)</sup>  $\alpha$  — отношение коэффициента усиления при заданной частоте к коэффициенту усиления при нулевой частоте в идеализированной схеме без переходной емкости.

во времени на  $\frac{T}{2}$  (рис. 4). Поэтому для построения переходной характеристики схемы, помимо обычно применяемого операторного метода, можно применить метод рядов Фурье, предполагающий разложение входной прямоугольной волны на гармонические составляющие и последующее суммирование их по прохождении через схему, обладающую данными частотной и фазовой характеристиками. Этот метод был разработан советским ученым П. К. Акульшиным в 1940 г. В 1942 г. Бедфорд и Фредендалль предложили удобную номограмму для суммирования гармонических составляющих в этом методе [6].



Рис. 4

В настоящей работе для построения кривых установления применялся последний метод, т. е. построение кривых производилось по частотной и фазовой характеристикам схемы. Это позволило затем сравнительно легко находить переходные характеристики и для нескольких каскадов по их суммарным частотной и фазовой характеристикам с целью отыскания кривых с критическим выбросом и соответствующих им оптимальных параметров схемы.

Из ряда предложенных ранее [1, 3] сложных схем коррекции наибольшее распространение в практике широкополосного усиления получила уже упоминавшаяся схема сложной коррекции, представленная на рис. 3, с анодной и сеточной индуктивностями при наличии затухания в сеточной индуктивности, созданного параллельным активным сопротивлением. Эта схема, а также ее частный случай — схема без затухания — и исследовались в настоящей работе. Схема обладает в общем случае четырьмя параметрами:

$$k_1 = \frac{L_1}{r_1^2 C}; \quad k = \frac{L}{r_1^2 C}; \quad m = \frac{r_1}{r}; \quad x = \frac{C_1}{C},$$

где  $r_1$  — нагрузочное сопротивление каскада,  
 $C = C_1 + C_2$  — суммарная емкость схемы.

Выражения для частотной (1) и фазовой (2) характеристик имеют вид

$$|x|^2 = \frac{1 + a_1 \Delta^2 + a_2 \Delta^4}{1 + b_1 \Delta^2 + b_2 \Delta^4 + b_3 \Delta^6 + b_4 \Delta^8}, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} a_1 &= k_1^2 + k^2 m^2, & a_2 &= k_1^2 k^2 m, \\ b_1 &= (1 + km)^2 - 2[k_1 + k(1 - x) + km], \\ b_2 &= [k_1 + k(1 - x) + km]^2 + 2k_1 kx(1 - x) - \\ &\quad - 2[kx(1 - x) + k_1 km](1 + km), \end{aligned}$$

$$b_3 = [kx(1-x) + k_1 km]^2 - 2k_1 kx(1-x)[k_1 + k(1-x) + km],$$

$$b_4 = k_1^2 k^2 x^2 (1-x)^2,$$

$$\varphi = \arctg \frac{(k_1 + km) \Delta}{1 - k_1 km \Delta^2} - \arctg \frac{(1 + km) \Delta - [kx(1-x) + k_1 km] \Delta^3}{1 - [k_1 + k(1-x) + km] \Delta^2 + k_1 kx(1-x) \Delta^4}. \quad (2)$$

Здесь  $\Delta = \omega r_1 C$  — относительная частота,  
 $\alpha$  — относительный коэффициент усиления на частоте  $\Delta$ ,  
 $\varphi$  — угол сдвига фазы на частоте  $\Delta$ .

При отсутствии шунтирующего сопротивления  $r$  ( $r = \infty$ ,  $m = 0$ ) схема принимает вид рис. 5 и обладает тремя параметрами:  $k_1$ ,  $k$  и  $x$ . Выражения для частотной (3) и фазовой (4) характеристик ее имеют вид

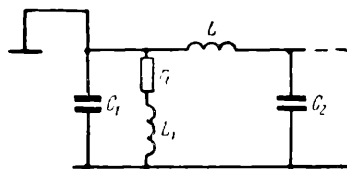


Рис. 5

$$|\alpha|^2 = \frac{1 + a_1 \Delta^2}{1 + b_1 \Delta^2 + b_2 \Delta^4 + b_3 \Delta^6 + b_4 \Delta^8}, \quad (3)$$

где

$$a_1 = k_1^2,$$

$$b_1 = 1 - 2[k_1 + k(1-x)],$$

$$b_2 = [k_1 + k(1-x)]^2 + 2k_1 kx(1-x) - 2kx(1-x),$$

$$b_3 = k^2 x^2 (1-x)^2 - 2k_1 kx(1-x)[k_1 + k(1-x)],$$

$$b_4 = k_1^2 k^2 x^2 (1-x)^2,$$

$$\varphi = \arctg k_1 \Delta - \arctg \frac{\Delta - kx(1-x) \Delta^3}{1 - [k_1 + k(1-x)] \Delta^2 + k_1 kx(1-x) \Delta^4}. \quad (4)$$

Относительный коэффициент усиления как схемы с затуханием, так и схемы без затухания выражается как функция одинаковых степеней относительно  $\Delta^2$ . Поскольку высшая степень относительно  $\Delta^2$  равна в обоих случаях четырем, то возможное число условий коррекции в обоих случаях равно трем. Параметр  $m = \frac{r_1}{r}$ , характеризующий затухание в общей схеме, является нейтральным параметром, не увеличивающим степени  $|\alpha|^2$  относительно  $\Delta^2$ . Этот параметр дает, как известно [3], возможность подчинять схему трем условиям частотной коррекции при любых значениях параметра  $x = \frac{C_1}{C}$ , характеризующего отношение емкостей схемы, в то время как в частной схеме без затухания отношение емкостей

схемы фиксируется условиями коррекции. То же самое имеет место и в случае применения к этим схемам описанной выше методики.

Вначале будут изложены результаты исследования частной схемы без затухания, а затем общей схемы с затуханием.

Исходным пунктом для составления уравнений коррекции схемы без затухания являются следующие выражения для производных от  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  (при  $\Delta^2=0$ ):

$$|\alpha|^2'(0) = a_1 - b_1, \quad (5)$$

$$|\alpha|^2''(0) = -2b_2 - 2b_1(a_1 - b_1), \quad (6)$$

$$|\alpha|^2'''(0) = 12b_1b_2 - 6a_1b_2 + 6a_1b_1^2 - 6b_3 - 6b_1^3. \quad (7)$$

Уравнения  $|\alpha|^2''(0)=0$  и  $|\alpha|^2'''(0)=0$  сводятся к уравнениям:

$$\left. \begin{aligned} b_2 &= b_1(b_1 - a_1) \\ b_3 &= b_1(b_1 - a_1)^2 \end{aligned} \right\}. \quad (8)$$

Совместное решение этих уравнений относительно величин  $C=k_1+k(1-x)$  и  $D=kx(1-x)$  приводит к выражениям:

$$D = \frac{(1-2C)(1-2C-k_1^2)-C^2}{2(k_1-1)} = f(C); \quad (9)$$

$$p_0C^4 + p_1C^3 + p_2C^2 + p_3C + p_4 = 0, \quad (10)$$

где коэффициенты уравнения  $p_i$  являются функциями варьируемого параметра  $k_1$ , а именно:

$$p_0 = 2,25,$$

$$p_1 = 2 - 13k_1 + 8k_1^2,$$

$$p_2 = -6,5 + 20k_1 - 5,5k_1^2 - 14k_1^3 + 7k_1^4,$$

$$p_3 = 4 - 11k_1 + 15k_1^3 - 6k_1^4 - 4k_1^5 + 2k_1^6,$$

$$p_4 = -0,75 + 2k_1 + 0,5k_1^2 - 4k_1^3 + 1,25k_1^4 + 2k_1^5 - k_1^6.$$

Уравнение (10) для конкретного значения  $k_1$  можно решить приближенно с любой степенью точности, например по способу Ньютона относительно величины  $C$ . Из корней уравнения берутся только вещественные положительные корни, имеющие практический смысл (в рассмотренных нами случаях один). Далее определяются  $D$  по выражению (9), после чего имеем систему:

$$C = k_1 + k(1-x), \quad D = kx(1-x),$$

откуда

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{D}{C - k_1} \\ k &= \frac{C - k_1}{1 - x} \end{aligned} \right\}. \quad (11)$$

При расчете задаемся каким-либо значением  $k_1$ , находим остальные параметры  $x$  и  $k$ , вычисляем коэффициенты частотной и фазовой характеристик схемы и строим самые характеристики. Далее по частотным и фазовым характеристикам находим методом рядов Фурье кривую установления, по которой и оценивается

качество коррекции при данном значении  $k_1$ . Для сокращения расчета подобных кривых нами применялся специальный график по типу графика, предложенного Бедфордом и Фредендаллем [6], причем общая структура их графика осталась без изменения. Однако ввиду того, что авторы графика применяли для построения переходных характеристик частотные и фазовые характеристики в обычных координатах (с частотой  $\omega$  в качестве аргумента), то переходные характеристики, получаемые ими, являлись функциями времени  $t$ . Нами все частотные и фазовые характеристики рассчитывались в обобщенных координатах (т. е. с относительной частотой  $\Delta$  в качестве аргумента). Поэтому график и правила пользования им были распространены на случай относительных частот, и переходные характеристики получались также в обобщенных координатах, т. е. являлись функциями не  $t$ , а относительного времени  $t' = \frac{t}{r_1 C}$ . Законность такого обобщения следует из того, что ряд Фурье не меняется от замены в аргументах компонент частоты  $\omega$  на относительную частоту  $\Delta$  и времени  $t$  на относительное время  $t'$ .

Так, ряд Фурье для напряжения на выходе четырехполюсника с частотной характеристикой  $\alpha(\omega)$  и фазовой  $\varphi(\omega)$ , на вход которого подана прямоугольная волна напряжения размахом в одну единицу, запишется так:

$$e(t) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \left[ \frac{\alpha_1}{1!} \sin(\omega t - \varphi_1) + \frac{\alpha_3}{3!} \sin(3\omega t - \varphi_3) + \dots \right]$$

Здесь  $\omega$  — частота первой гармоники  $\Pi$ -импульса,  
 $\alpha_i$  и  $\varphi_i$  — отсчеты по частотной и фазовой характеристикам для гармоники номера  $i$ .

При замене  $\omega$  на  $\Delta$  и  $t$  на  $t'$  получаем

$$\begin{aligned} e(t') &= \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \left[ \frac{\alpha_1}{1!} \sin(\Delta t' - \varphi_1) + \frac{\alpha_3}{3!} \sin(3\Delta t' - \varphi_3) + \dots \right] = \\ &= \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \left[ \frac{\alpha_1}{1!} \sin\left(\omega r_1 C \frac{t}{r_1 C} - \varphi_1\right) + \dots \right] = e(t), \end{aligned}$$

т. е. ряд не меняется и для построения переходной характеристики можно применить характеристики  $\alpha(\Delta)$  и  $\varphi(\Delta)$ .

Интервалы времени  $t'$ , через которые находились ординаты переходных характеристик, были равны  $\frac{1}{80}$  относительно периода первой гармоники  $\frac{2\pi}{\Delta}$ . Синтез кривой установления произво-

дился по десяти гармоникам  $\Pi$ -импульса (с 1-й по 10-ю). Выбор относительной частоты первой гармоники  $\Pi$ -импульса  $\Delta_1 = 0,373$  позволил во всех случаях пренебречь гармониками выше девятнадцатой на выходе схемы, что в сочетании с большими размерами и достаточной тщательностью исполнения графического оборудова-



ния обеспечило точность нахождения ординат переходной характеристики порядка 0,3% от ее установившегося значения.

Ниже приведены значения параметров схемы, соответствующие некоторым значениям варьируемого параметра  $k_1$  (табл. 1), а также частотные и фазовые характеристики (рис. 6) и кривые установления (рис. 7) для этих случаев.

Таблица 1

$k_1$	$k$	$x$	$\delta e, \%$	$\tau_{r1}C$
0,143	0,581	0,404	10,2	0,89
0,122	0,511	0,344	4,3	0,93
0,080	0,479	0,262	2,1	1,04

При значении  $k_1=0,143$  удовлетворяются все три уравнения частотной коррекции, т. е. все три производные от  $|a|^2$  по  $\Delta^2$  (при  $\Delta^2=0$ ) равны нулю и степень выправления частотной характеристики наибольшая (случай оптимальной частотной характеристики).

При этом коэффициент  $b_3$  в выражении для  $|a|^2$  равен нулю. Значения  $k_1$ , отличные от 0,143, соответствуют частотным характеристикам либо с большим завалом на высоких частотах ( $k<0,143$ ;  $b_3>0$ ), либо с подъемом ( $k_1>0,143$ ;  $b_3<0$ ).

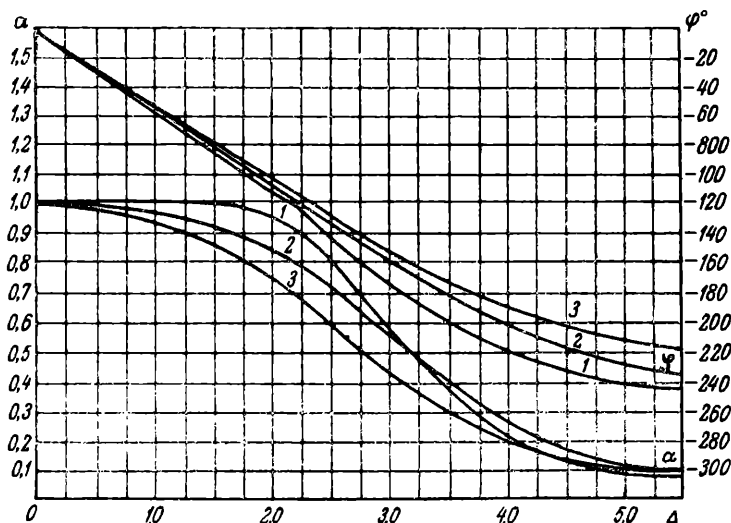


Рис. 6

Переходная характеристика 3 ( $k_1=0,08$ ) имеет выброс в 2% и время установления  $\tau=1,04 r_1C$ . При двух каскадах выброс снижается до 1,5% (рис. 8).

Случай  $k_1=0,122$ ;  $k=0,511$ ;  $x=0,344$  соответствует кривой установления, обладающей неизменным при увеличении числа каскадов выбросом. Эта кривая, показанная на рис. 8 для одного, двух

и четырех каскадов (кривые 2, 2а и 2 б), имеет повторяющийся выброс в 4,3% и постоянный модуль растяжения  $S$ , равный 1,296. Время установления равно при одном каскаде  $0,934 r_1 C$ . Этот случай и предлагается в качестве оптимального для сложной схемы коррекции без затухания, в особенности при многих каскадах.

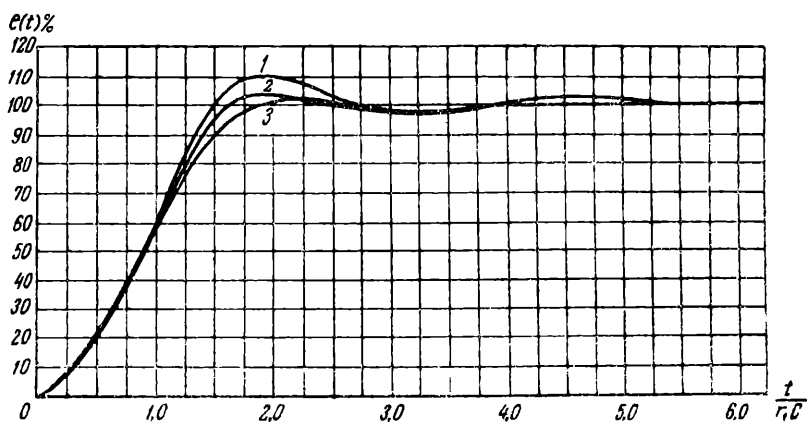


Рис. 7

Основным недостатком этой схемы является то, что кривой с определенным выбросом и минимальным временем установления соответствует лишь одно фиксированное значение параметра  $x$ ,

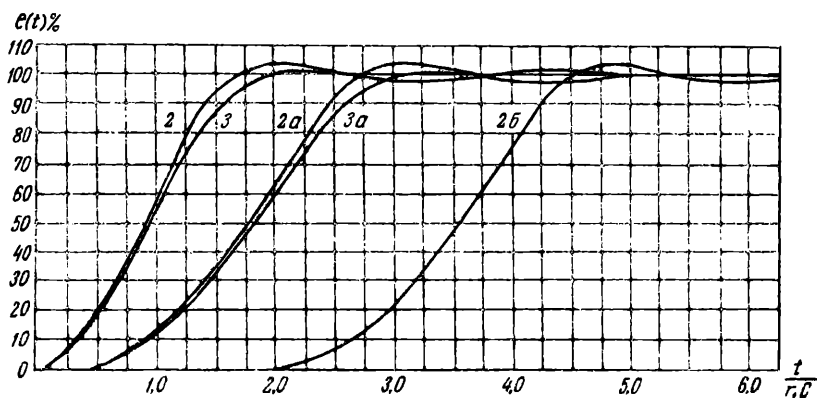


Рис. 8

которое может быть точно соблюдено лишь при подстройке одной из частичных емкостей схемы с помощью триммера, т. е. при введении дополнительной емкости, ухудшающей качество каскада.

Более сложная схема, лишенная указанного выше недостатка, представлена на рис. 9.

Она представляет собой более общий случай сложной схемы коррекции — схему с затуханием, обладает четырьмя параметрами, а потому позволяет при аналогичном расчете оставить величину  $x$ , характеризующую отношение частных емкостей схемы, в качестве свободного параметра. Ниже приводится общий ход расчета этой схемы.

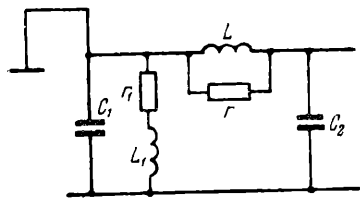


Рис. 9

Выражения для производных от  $|x|^2$  по  $\Delta^2$  (при  $\Delta=0$ ) имеют вид:

$$|x|^2(0) = a_1 - b_1, \quad (12)$$

$$|x|^2(0) = 2a_2 - 2b_2 - 2b_1(a_1 - b_1), \quad (13)$$

$$|x|^2(0) = 12b_1b_2 - 6a_1b_1 + 6a_1b_1^2 - 6a_2b_1 - 6b_3 - 6b_1^3. \quad (14)$$

Уравнения  $|x|^2(0) = 0$  и  $|x|^2(0) = 0$  сводятся к уравнениям:

$$\left. \begin{aligned} b_2 &= a_2 + b_1(b_1 - a_1) \\ b_3 &= b_2(b_1 - a_1) \end{aligned} \right\}, \quad (15)$$

совместное решение которых относительно величин  $G=km$  и  $H=k(1-x)$  приводит к выражениям:

$$G = \frac{XH \pm \sqrt{8KH + (X^2 + 8Q_1)H^2 + 24H^3}}{4H}, \quad (16)$$

$$q_0H^8 + q_1H^7 + q_2H^6 + q_3H^5 + q_4H^4 + q_5H^3 + q_6H^2 + q_7H + q_8 = 0, \quad (17)$$

где коэффициенты  $q_i$  являются функциями величин:

$$\begin{aligned} X &= -2(1-x), \\ K &= 2k_1^3 + 2k_1^2 - 4k_1 + 1, \\ K_1 &= 2(2k_1 - 1), \\ K_2 &= -k_1^2(k_1^2 + 2k_1 - 1), \\ Q_1 &= 2k_1^2 + 2k_1(3-x) - 2(2-x), \\ Q_2 &= -k_1^2 - 2k_1(3+x) - x^2 + 4x + 1, \\ Q_3 &= -2[k_1^3(1+x) + 3k_1^2 - k_1(3x+1) + x], \\ Q_4 &= -2[(1-x)(k_1^2 + 2k_1 - 1)], \end{aligned}$$

выражающихся через свободный параметр  $x$  и изменяемый параметр  $k_1$ , а именно:

$$\begin{aligned} q_0 &= 32, \\ q_1 &= -64X^2 - 16\mu, \\ q_2 &= 2(\mu^3 + 2X^2\mu - 14\beta X - 8X^2Q_1 - 8\gamma), \\ q_3 &= 4X^2\gamma + 4\gamma\mu + X\beta\mu - 3\beta^2 - 16\lambda - 8XQ_1\beta - 44X^3K, \\ q_4 &= 4X^3\lambda + X\beta\gamma + KX^2\mu + 2\gamma^2 + 4\lambda\mu - 16K^2 - 14XK\beta - Q_1\beta_2 - 8Q_1X^2K, \\ q_5 &= 4K^2\mu + 4\gamma\lambda + KX^2\gamma + X\beta\lambda - K\beta^2 - 2KXQ_1\beta - 7K^2X^2, \\ q_6 &= -K^2X^2Q_1 - K^2X\beta + KX^2\lambda + 2\lambda^2 + 4K^2\gamma, \\ q_7 &= -4K^2\lambda, \\ q_8 &= 2K^4, \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned}\beta &= 2Q_4 + XK_1, \\ \gamma &= 2Q_3 + 3K + Q_1K_1, \\ \lambda &= 2K_2 + Q_1K + KK_1, \\ \mu &= 2Q_2 + 3K_1.\end{aligned}$$

Задаваясь каким-либо значением параметра  $k_1$  и некоторым значением из диапазона  $x$ , вычисляем величины  $x$ ,  $k_i$  и  $Q_i$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$  и коэффициенты  $q_i$ , решаем уравнение восьмой степени (17) относительно  $H$  по способу Ньютона (практический смысл имеет один корень), определяем  $G$  по ф-ле (16) и параметры  $k$  и  $m$  по формулам:

$$k = \frac{H}{1-x}; \quad m = \frac{G}{k}.$$

Далее вычисляются коэффициенты частотной ( $a_i$  и  $b_i$ ) и фазовой характеристик схемы. По частотной и фазовой характеристикам строится методом графического синтеза кривая установления.

Вычисления повторяются для других значений  $x$ , отличных от ранее выбранного, а затем и для другого  $k_1$  в том же диапазоне  $x$ .

Схема исследовалась в широком диапазоне  $x$  для пяти значений параметра  $k_1$ , равных соответственно 0,122; 0,143; 0,160; 0,180 и 0,200. Полученные значения остальных параметров схемы и данные соответствующих кривых установления сведены в общую табл. 2. В этой таблице (как и в табл. 3 и 4) приведены также ординаты частотных характеристик  $\alpha(\Delta)$  для значений  $\Delta$  через 0,5, необходимые для контроля настройки схемы на выбранную точку с помощью стандарт-сигнала генератора по форме частотной характеристики.

Для каждого значения  $k_1$  существует значение  $x=x_{\min}$ , соответствующее  $m=0$ . При  $x < x_{\min}$   $m < 0$  или мнимо, т. е. решение не имеет практического смысла. Это значение  $x_{\min}$  тем больше, чем больше  $k_1$ .

Результаты расчета в их графическом оформлении представлены также на рис. 10, 11 и 12. На рис. 10 и 11 дана картина изменения по диапазону  $x$  параметров переходной характеристики — выброса  $\delta e$  в процентах и времени установления  $\tau$  в долях  $r_1C$  для различных значений  $k_1$ , штрих-пунктирной линией соединены точки, соответствующие оптимальным, частотным характеристикам.

На сводной номограмме рис. 12 построены кривые  $k(x)$  и  $m(x)$  при различных значениях  $k_1$ . Точки, соответствующие оптимальным частотным характеристикам, также соединены штрих-пунктирной линией. На том же рис. 12 построены кривые равно-го выброса для различных значений  $x$ .

На рис. 10, 11 и 12 точки, соответствующие  $m=0$ , соединены пунктирными линиями.

Приведенные данные позволяют подобрать почти для любого возможного в практике соотношения частичных емкостей параметры схемы, соответствующие требуемым данным переходной ха-

№	$k_1$	$x$	$k$	$m$	$\delta e, \%$	$\tau_{r_1 C}$
1	0,122	0,344	0,511	0	4,3	0,93
2	0,122	0,350	0,514	0,020	4,1	0,95
3	0,122	0,400	0,511	0,189	2,4	1,11
4	0,122	0,450	0,537	0,357	1,6	1,17
5	0,122	0,500	0,566	0,470	1,2	1,20
6	0,122	0,550	0,622	0,531	1,1	1,22
7	0,122	0,600	0,688	0,572	1,1	1,22
8	0,122	0,650	0,774	0,584	1,0	1,23
9	0,122	0,700	0,893	0,574	1,0	1,23
10	0,122	0,750	1,057	0,536	1,0	1,23
11	0,143	0,404	0,581	0	10,2	0,89
12	0,143	0,450	0,574	0,164	5,6	1,00
13	0,143	0,500	0,580	0,331	3,3	1,06
14	0,143	0,550	0,606	0,454	2,2	1,11
15	0,143	0,600	0,658	0,529	1,7	1,14
16	0,143	0,650	0,740	0,559	1,4	1,17
17	0,143	0,700	0,844	0,561	1,3	1,19
18	0,143	0,750	1,000	0,533	1,2	1,20
19	0,160	0,444	0,686	0	17,7	0,79
20	0,160	0,450	0,656	0,014	15,5	0,85
21	0,160	0,475	0,623	0,098	10,4	0,93
22	0,160	0,500	0,620	0,177	7,5	0,97
23	0,160	0,550	0,624	0,328	3,7	1,04
24	0,160	0,600	0,650	0,446	2,5	1,09
25	0,160	0,650	0,718	0,510	1,9	1,12
26	0,160	0,700	0,820	0,534	1,6	1,15
27	0,160	0,750	0,960	0,525	1,5	1,17
28	0,180	0,485	0,755	0	> 25	< 0,75
29	0,180	0,500	0,759	0,016	> 25	0,80
30	1,180	0,550	0,730	0,145	13,0	0,97
31	0,180	0,562	0,694	0,191	10,7	0,99
32	0,180	0,600	0,676	0,314	4,3	1,03
33	0,180	0,650	0,696	0,442	2,7	1,07
34	0,180	0,700	0,770	0,509	2,1	1,10
35	0,180	0,750	0,893	0,510	1,9	1,12
36	0,200	0,496	0,769	0	> 25	< 0,75
37	0,200	0,500	0,777	0,003	> 25	< 0,75
38	0,200	0,550	0,840	0,061	> 25	< 0,75
39	0,200	0,600	0,875	0,142	> 25	0,93
40	0,200	0,650	0,811	0,242	14,0	1,00
41	0,200	0,654	0,808	0,251	11,2	1,01
42	0,200	0,700	0,823	0,362	2,7	1,05
43	0,200	0,750	0,876	0,441	2,4	1,08

Строки, помеченные \*, рассчитаны путем графической интерполяции.

Таблица 2

$\alpha$ ( $\Delta$ )						Примечание
$\Delta = 1,0$	$\Delta = 1,5$	$\Delta = 2,0$	$\Delta = 2,5$	$\Delta = 3,0$	$\Delta = 3,5$	
0,960	0,913	0,835	0,700	0,535	0,380	
0,956	0,903	0,815	0,672	0,496	0,351	
0,936	0,853	0,721	0,566	0,416	0,300	
0,921	0,822	0,680	0,518	0,385	0,280	
0,910	0,804	0,653	0,491	0,362	0,269	
0,904	0,788	0,630	0,472	0,348	0,263	
0,903	0,784	0,621	0,465	0,341	0,262	
0,908	0,796	0,630	0,476	0,348	0,266	
0,914	0,810	0,653	0,494	0,362	0,275	
0,923	0,834	0,695	0,523	0,386	0,287	
1,000	0,995	0,950	0,800	0,560	0,345	
0,969	0,927	0,826	0,643	0,466	0,311	*
0,943	0,866	0,740	0,567	0,401	0,287	
0,924	0,819	0,685	0,526	0,364	0,275	*
0,912	0,791	0,647	0,498	0,348	0,269	
0,904	0,780	0,625	0,480	0,345	0,268	*
0,902	0,779	0,620	0,472	0,351	0,271	
0,903	0,783	0,621	0,474	0,360	0,277	
1,076	1,142	1,060	0,715	0,450	0,260	
1,053	1,098	1,034	0,725	0,452	0,281	*
1,000	0,992	0,926	0,740	0,515	0,316	
0,977	0,942	0,856	0,718	0,500	0,320	
0,954	0,886	0,768	0,601	0,425	0,291	*
0,940	0,853	0,721	0,541	0,394	0,280	
0,930	0,832	0,696	0,520	0,382	0,283	
0,922	0,820	0,680	0,512	0,383	0,295	
0,917	0,811	0,670	0,509	0,393	0,311	
1,318	> 2,000	> 2,000	0,850	0,353	0,190	
1,230	> 1,400	> 1,500	0,810	0,363	0,197	*
1,023	1,035	0,985	0,700	0,435	0,251	
1,000	0,989	0,900	0,680	0,470	0,290	
0,955	0,908	0,792	0,624	0,454	0,315	*
0,932	0,850	0,725	0,566	0,415	0,296	
0,922	0,827	0,697	0,537	0,402	0,289	*
0,920	0,820	0,680	0,525	0,400	0,300	
1,110	1,179	1,154	0,883	0,179	0,057	
1,108	1,178	1,152	0,873	0,183	0,060	*
1,092	1,155	1,116	0,768	0,245	0,110	*
1,071	1,101	1,052	0,695	0,354	0,211	
1,005	1,000	0,905	0,648	0,452	0,285	
1,000	0,986	0,879	0,647	0,439	0,276	
0,965	0,888	0,765	0,613	0,393	0,248	*
0,939	0,849	0,729	0,590	0,441	0,311	

рактеристики. Наиболее целесообразным представляется использование данной схемы для диапазона  $x$  от 0,25 до 0,5 в ее «перевернутом» виде (рис. 13); при этом решению уравнений будет соответствовать величина  $1-x$ .

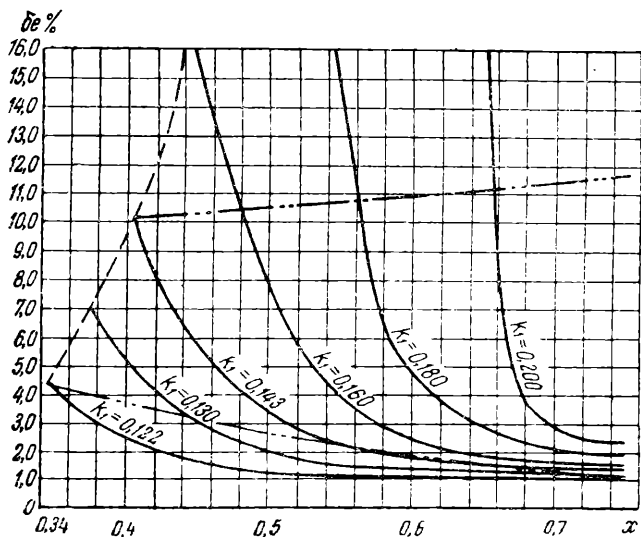


Рис. 10

В этом случае в наиболее распространенном в практике поддиапазоне  $x$  от 0,25 до 0,35 выбор кривых установления значительно шире. (Имеется в виду случай одного каскада.)

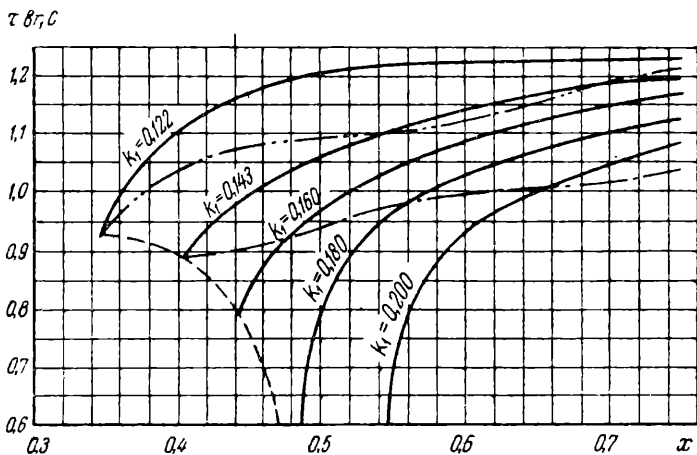


Рис. 11

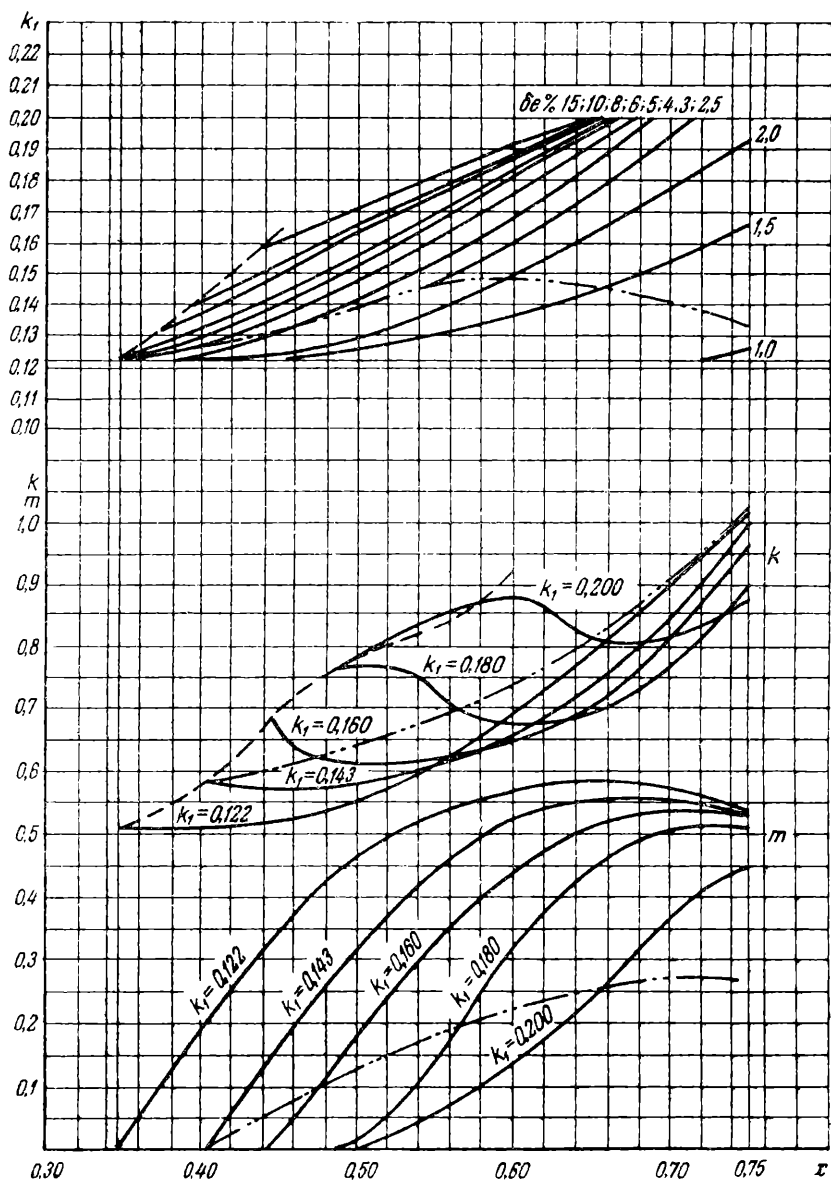


Рис. 12



Достаточно подробное исследование схемы при одном каскаде в широком диапазоне  $x$  позволило произвести затем в ряде точек этого диапазона определение параметров схемы, соответствующих кривой установления с повторяющимся выбросом, т. е. параметров, оптимальных для многокаскадного усилителя, и построить зависимости этих параметров, а также параметров  $\delta\epsilon$  и  $\tau$  кривой неизменно-го выброса от  $x$ .

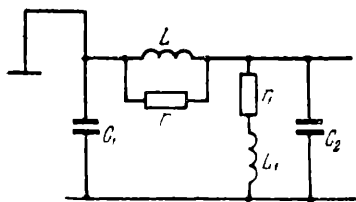


Рис. 13

Метод, применявшийся при этом, состоял в изменении в некоторых пределах, соответствующих выбросам  $\delta\epsilon$  от 1 до 6% при одном каскаде, параметра  $k_1$  при постоянном значении за-

тухания  $m$ , определении остальных параметров схемы по сводной номограмме рис. 12 (кроме случая  $m=0$ , когда они легко находятся из уравнения) и построении для каждого  $k_1$  переходной характеристики для одного, двух и четырех каскадов. Кривые выброса  $\delta\epsilon\% = f(k_1)$  при  $m = \text{const}$  для одного, двух и четырех каскадов пересекаются в одной точке, соответствующей переходной характеристике с неизменным выбросом (см. рис. 14а и б).

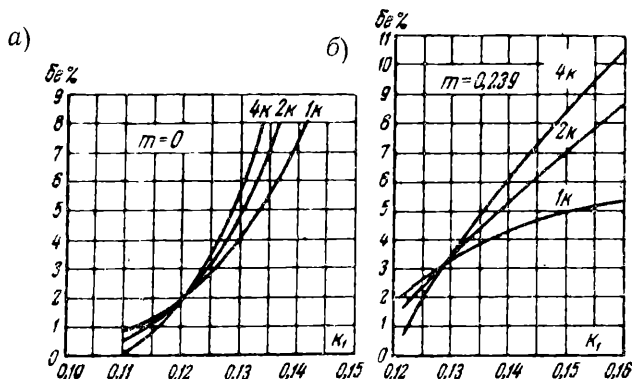


Рис. 14

По полученному значению  $k_1$  и взятому  $m$  определяются параметры  $k$  и  $x$ . Затем строится сама кривая с неизменным выбросом для одного, двух и четырех каскадов, определяются выброс, модуль растяжения и проверяется их постоянство.

Результаты этих расчетов сведены в табл. 3 и номограмму рис. 15. Соответствующие точки на рис. 10, 11 и 12 соединены двойным штрих-пунктиром.

Эти данные и предлагаются нами для расчета многокаскадного телевизионного усилителя. При расчетах предпочтительно пользо-

ваться таблицами, а не номограммами и графиками. Во всех случаях вместо величины  $x$  можно брать  $1-x$ , но употреблять тогда «перевернутую» схему.

Из рассмотрения табл. 4 и номограммы рис. 15 следует, что если не считаться с величиной неизменного выброса, который

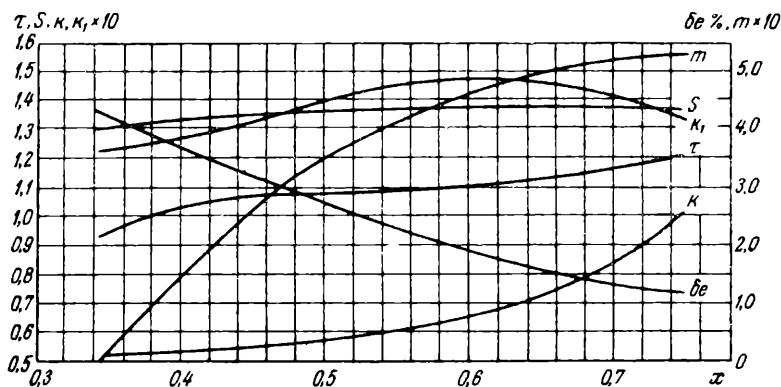


Рис. 15

для всех случаев сравнительно невелик, то при коррекции многокаскадного усилителя по сложной схеме результаты получаются тем лучше, чем меньше величина затухания  $m$ . Наиболее благоприятным является случай  $m=0$ , соответствующий минимальным значениям времени установления и модуля растяжения кривой переходного процесса. Отсюда следует, что в случае, когда величины паразитных емкостей ламп дают отношение емкостей схемы  $x$ , близкое к значению 0,344 (соответствующему  $m=0$ ), целесообразно не включать в схему затухание, а просто увеличить одну из частичных емкостей схемы до получения значения  $x$ , равного 0,344. То же относится к перевернутой схеме при значениях  $x$ , близких к 0,656.

Сравнение переходных характеристик сложной схемы коррекции и простой схемы (схемы с одной анодной индуктивностью) показывает, что при одинаковом выбросе время установления для простой схемы получается для одного каскада на 20—30% больше. Так, при выбросе в 4,3% переходная характеристика для простой схемы при одном каскаде имеет время установления  $\tau=1,211 r_1 C$ , а для сложной оно равно 0,934  $r_1 C$ , т. е. для простой схемы больше на 30% при равных  $r_1 C$ .

Качество схемы коррекции удобно оценивать величиной так называемой добротности схемы  $h$   $h = \frac{r_1 C}{\tau}$ .

$x$	$k_1$	$k$	$m$	$\delta e, \%$	$\tau_{r_1 C}$	$S$
0,344	0,122	0,511	0	4,3	0,93	1,296
0,350	0,122	0,514	0,020	4,1	0,95	1,300
0,400	0,126	0,536	0,152	3,8	1,04	1,337
0,437	0,130	0,554	0,239	3,4	1,07	1,351
0,450	0,132	0,560	0,268	3,3	1,08	1,352
0,500	0,140	0,582	0,362	2,8	1,09	1,360
0,550	0,146	0,610	0,430	2,3	1,10	1,365
0,600	0,148	0,652	0,473	1,9	1,12	1,370
0,650	0,146	0,720	0,500	1,6	1,15	1,373
0,700	0,142	0,836	0,520	1,3	1,18	1,378
0,750	0,132	1,028	0,534	1,1	1,21	1,380

Строки, помеченные \*, рассчитаны путем графической интерполяции.

Величина  $h$  тем больше, чем меньше время установления  $\tau$ , получаемое при данном  $r_1 C$  схемы. Для многокаскадного усилителя, состоящего из  $n$  каскадов, добротность равна

$$h_n = \frac{r_1 C}{\tau_n},$$

где  $\tau_n$  — время установления для  $n$  каскадов.

В рассмотренном примере добротность сложной схемы на 30% больше, чем простой. При большом числе каскадов выигрыш, даваемый сложной схемой, еще более ощутителен. В этом случае следует сравнивать переходные характеристики с критическим выбросом. Кривая с неизменным выбросом для простой схемы коррекции (его величина, как известно, около 1%) имеет время установления  $\tau = 1,314 r_1 C$  при одном каскаде. При 16 каскадах (число удвоений каскадов в этом случае равно четырем), учитывая модуль растяжений простой схемы коррекции  $S = 1,4$ , получим время установления

$$\tau_{16} = 1,314 \cdot 1,4^4 r_1 C = 5,052 r_1 C.$$

При сложной схеме коррекции для кривой с неизменным выбросом в 4,3% (наивыгоднейший случай) время установления при 16 каскадах равно

$$\tau_{16} = 0,934 \cdot 1,296^4 r_1 C = 2,635 r_1 C,$$

т. е. добротность простой схемы при 16 каскадах почти в два раза меньше, чем добротность простой схемы при 16 каскадах поч-

Таблица 3

$\alpha$ ( $\Delta$ )							Примечание
$\Delta = 0,5$	$\Delta = 1,0$	$\Delta = 1,5$	$\Delta = 2,0$	$\Delta = 2,5$	$\Delta = 3,0$	$\Delta = 3,5$	
0,992	0,960	0,913	0,835	0,700	0,535	0,380	
0,991	0,958	0,908	0,824	0,684	0,514	0,362	*
0,985	0,946	0,880	0,764	0,595	0,421	0,296	*
0,983	0,940	0,865	0,740	0,572	0,405	0,280	
0,982	0,938	0,861	0,734	0,569	0,405	0,281	*
0,981	0,932	0,846	0,716	0,563	0,426	0,313	*
0,980	0,928	0,832	0,700	0,560	0,444	0,341	
0,978	0,923	0,816	0,681	0,552	0,435	0,334	*
0,977	0,916	0,801	0,659	0,536	0,416	0,320	*
0,975	0,907	0,785	0,634	0,509	0,391	0,300	*
0,974	0,892	0,765	0,600	0,461	0,355	0,270	

Таблица 4

$x$	$k_1$	$k$	$m$	$\delta e, \%$	$\tau_{r_1} C$	$\alpha$ ( $\Delta$ )						Примечание
						$\Delta = 1,0$	$\Delta = 1,5$	$\Delta = 2,0$	$\Delta = 2,5$	$\Delta = 3,0$	$\Delta = 3,5$	
0,404	0,143	0,581	0	10,2	0,89	1,000	0,995	0,950	0,800	0,560	0,345	
0,450	0,154	0,606	0,066	10,3	0,91	1,000	0,993	0,934	0,760	0,531	0,326	*
0,475	0,160	0,623	0,098	10,4	0,93	1,000	0,992	0,926	0,740	0,515	0,316	
0,500	0,166	0,642	0,127	10,6	0,95	1,000	0,991	0,918	0,720	0,500	0,308	*
0,550	0,178	0,683	0,179	10,7	0,98	1,000	0,990	0,903	0,687	0,474	0,293	*
0,562	0,180	0,694	0,191	10,7	0,99	1,000	0,989	0,900	0,680	0,470	0,290	
0,600	0,189	0,733	0,222	10,9	1,00	1,000	0,988	0,891	0,664	0,455	0,283	*
0,650	0,199	0,801	0,250	11,2	1,01	1,000	0,986	0,880	0,648	0,440	0,277	*
0,654	0,200	0,808	0,251	11,2	1,01	1,000	0,986	0,879	0,647	0,439	0,276	
0,700	0,210	0,894	0,261	11,4	1,03	1,000	0,985	0,870	0,637	0,431	0,273	*
0,747	0,220	0,011	0,266	11,6	1,04	1,000	0,983	0,860	0,630	0,425	0,270	
0,750	0,221	1,020	0,266	11,6	1,04	1,000	0,983	0,860	0,630	0,425	0,270	*

ти в два раза меньше, чем добротность сложной схемы при равных  $r_1 C$ .

Хотя в данном случае мы сравнивали кривые с неодинаковыми выбросами, но результат существенно не изменится, если выброс для одного каскада простой схемы будет чуть больше критического и возрастет при 16 каскадах до 4,3%.

Полученные результаты показывают, что не только с точки зрения ширины равномерно усиливаемой полосы частот, но и с точки зрения добротности схемы  $\left(h = \frac{r_1 C}{\tau}\right)$ , в особенности для большого числа каскадов, сложные схемы коррекции имеют большие преимущества перед простой схемой коррекции, если параметры их подбирать при помощи описанной выше методики, являющейся видоизменением метода сравнения коэффициентов разложения в ряд Тейлора [1].

Интересно отметить, что предложенная Вилером [8] в противовес методу сравнения коэффициентов разложения в ряд Тейлора другая методика подбора параметров сложных схем коррекции, рассматривающая их с точки зрения теории фильтров и нашедшая большое распространение за рубежом, не выдерживает испытания в свете требований к переходным характеристикам схем коррекции. Как показали в своей работе Кальман, Спенсер и Зингер [9], у сложных схем коррекции, параметры которых подобраны в соответствии с теорией фильтров, время установления оказывается при той же величине выброса не меньше, чем у простой схемы коррекции. Это заставляет упомянутых авторов приходить к пессимистическим выводам относительно целесообразности применения сложных схем коррекции вообще. Однако, как показывает настоящая работа, порочными в отношении требований к переходным характеристикам являются не сами сложные схемы коррекции, а метод подбора их параметров с точки зрения теории фильтров, получивший распространение за рубежом.

Опыт практического применения приведенных выше таблиц оптимальных параметров показал, что при принятой в настоящее время в телевидении полосе частот (около 5 Мгц), при которой собственными емкостями корректирующих индуктивностей можно пренебречь<sup>1)</sup>, получается вполне удовлетворительное совпадение опытных и теоретических характеристик. Для этого необходимо только измерять частичные емкости схемы (без включенных в нее корректирующих катушек) при накаливаемых лампах (так как входная емкость ламп высокой крутизны в накаленном состоянии существенно больше, чем в холодном состоянии) и при поданном на

---

<sup>1)</sup> Корректирующие индуктивности при полосе в 5 Мгц получают порядка  $10^{-5}$  гн. Такие величины индуктивностей можно осуществить в виде однослойных цилиндрических катушек малого диаметра, собственные емкости которых очень малы.

сетку отрицательном смещении (во избежание шунтирующего действия сеточного тока). Точность измерения емкостей схемы и индуктивностей корректирующих катушек, даваемая  $Q$ - $X$ -метром, оказывается более чем достаточной.

Снятие частотной характеристики после включения в схему корректирующих катушек и сопротивления затухания со значениями, соответствующими таблице оптимальных параметров, служит только способом последующего контроля полученных результатов [по табличным значениям  $\alpha(\Delta)$  скорректированной частотной характеристики]. При этом несовпадение опытной частотной характеристики с теоретической обычно имеет место только в многокаскадном усилителе с большим коэффициентом усиления и свидетельствует о наличии паразитных обратных связей (чаще всего через провода питания). В этом случае для получения переходных характеристик, соответствующих выбранным параметрам, необходимо устранить эти паразитные обратные связи.

В табл. 4 приведены параметры данной сложной схемы, соответствующие наилучшей частотной характеристике (т. е. равенству нулю всех трех производных от  $|\alpha|^2$  по  $\Delta^2$  при  $\Delta^2=0$ ), для широкого диапазона  $x$ , поскольку подобная таблица представляет известный интерес и не была еще дана в литературе. В статье Д. И. Воскобойника [7] указанные значения параметров этой схемы были даны лишь в виде графиков и для довольно узкого диапазона  $x$  от 0,404 до 0,5.

При решении уравнений схемы с целью расчета настоящей таблицы было удобнее считать свободным параметром не  $x$ , а  $k_1$ , т. е. задаваться  $k_1$ , а  $k$ ,  $m$  и  $x$  определять. Поэтому рассчитанные параметры почти всегда соответствовали значениям  $x$ , неудобным для составления таблицы. Дополнение таблицы строками с удобными значениями  $x$  проводилось с помощью графической интерполяции. Эти строки помечены звездочкой.

Общая схема решения уравнений такова.

Уравнения  $|\alpha|^{2'}(0)=0$ ;  $|\alpha|^{2''}(0)=0$  и  $|\alpha|^{2'''(0)}=0$  сводятся к уравнениям:

$$\left. \begin{aligned} b_1 &= a_1 \\ b_2 &= a_2 \\ b_3 &= 0 \end{aligned} \right\},$$

совместное решение которых относительно величин  $G=km$ ,  $H=k(1-x)$  и  $x$  приводит к выражениям:

$$H = \frac{1 - 2k_1 - k_1^2}{2},$$

$$x = \frac{\eta + G + G^2}{1 - k_1 + G}, \quad (18)$$

$$S_0 G^4 + S_1 G^3 + S_2 G^2 + S_3 G + S_4 = 0,$$

где коэффициенты  $S_i$  — функции параметра  $k_1$ , а именно:

$$S_0 = k_1^2 + H^2,$$

$$S_1 = 2 [H^2 + k_1^2 (1 - k_1)] - \nu,$$

$$S_2 = H^2 + 2\eta H^2 + k_1^2 (1 - k_1)^2 - \nu(2 - k_1),$$

$$S_3 = 2\eta H^2 - \eta\nu - \nu(1 - k_1),$$

$$S_4 = \eta^2 H^2 - \eta\nu(1 - k_1).$$

Здесь

$$\eta = \frac{(k_1 + H)^2}{2H}; \quad \nu = 2 (k_1 H^2 + k_1^2 H).$$

Задаваясь каким-либо значением  $k_1$ , вычисляем величины  $H$ ,  $\eta$ ,  $\nu$  и коэффициенты  $S_i$ , решаем уравнение 4-й степени относительно  $G$  по способу Ньютона (снова берется один вещественный корень, имеющий практический смысл), определяем  $x$  по ф-ле (18) и параметры  $k$  и  $m$  по формулам:

$$k = \frac{H}{1 - x}; \quad m = \frac{G}{k}.$$

На рис. 16 даны кривые изменения по диапазону параметров схемы, а также выброса и времени установления переходной характеристики для случая оптимальной частотной характеристики.

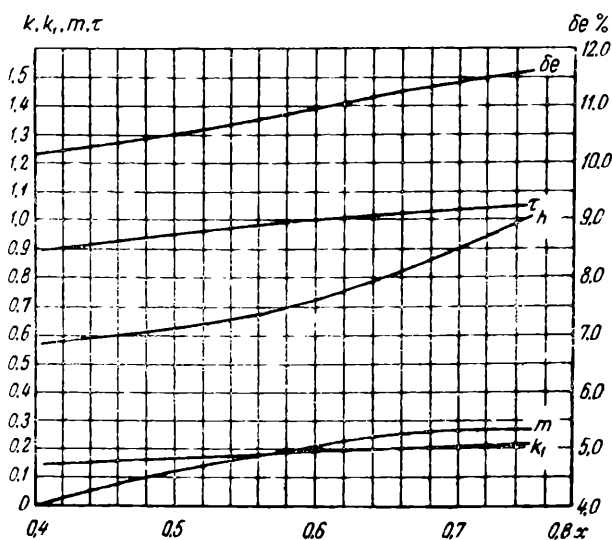


Рис. 16

Поскольку выброс повсюду больше критического и вообще не падает ниже 10%, следует считать коррекцию по наилучшей час-

точной характеристике нежелательной, в особенности для многокаскадного усилителя.

Все числовые расчеты в данной работе производились на арифмометрах с точностью до пятого знака.

## Литература

1. Брауде Г. В. О коррекции частотных и фазовых характеристик усилительных устройств. «ЖТФ», т. 4, вып. 9 и 10, 1934. (См. сборник стр. 5—45).
  2. Лурье О. Б. Нестационарные явления в широкополосных усилителях. «ЖТФ», т. 6, вып. 2, 1936.
  3. Брауде Г. В. Сложная коррекция широкополосных усилителей. «Известия электропромышленности слабого тока», 1940, № 9. (См. сборник стр. 46—62).
  4. Акульшин П. К. и др. Теория связи по проводам. Связьиздат, 1940.
  5. Кисляков Л. Н. Переходные процессы в усилительном каскаде со сложной схемой коррекции. «Радиотехника», т. III, 1948, № 5.
  6. Bedford A. V., Fredendall G. L. Анализ, синтез и оценка переходных процессов в телевизионных приборах. «PIRE», October, 1942, № 10.
  7. Воскобойник Д. И. «ИЭСТ», 1941, № 3.
  8. Wheeler H. A. «PIRE», 1939, vol. 27, № 7.
  9. Kallmann H. E., Spencer R. E., Singer C. P. «PIRE», 1945, vol. 33, № 3.
-



## О коррекции усилительных устройств на низкой частоте<sup>1)</sup>

В работе [1] нами был дан общий метод конструирования и расчета схем коррекции частотных и фазовых характеристик усилительных устройств в любой области частот, но конкретно этот метод был описан в применении к коррекции в области высоких частот.

Литература, посвященная вопросу коррекции частотных и фазовых характеристик, появившаяся со времени опубликования нашей работы, говорит о том, что есть необходимость в конкретизации данного нами метода и к области низких частот. Это ярко видно на примере работы [2]. В этой работе авторы, описывая наш метод расчета в применении к обычно употребляющейся схеме коррекции высоких частот (с самоиндукцией в анодной цепи), не сумели, однако, применить этот же метод к расчету исследуемой в их же работе, обычно употребляющейся схемы коррекции низких частот (с развязывающим сопротивлением в анодной цепи), применяя для решения этой задачи чрезвычайно громоздкий и неточный графический метод, заключающийся в вычерчивании в каждом конкретном случае целого семейства кривых. Применяя наш метод, эту задачу можно решить чрезвычайно просто, аналитически, в совершенно общем виде.

В настоящей статье мы конкретизируем наш метод в применении к области низких частот и даем конкретный расчет обычно употребляющейся схемы коррекции низких частот с развязывающим сопротивлением в анодной цепи и некоторых новых схем коррекции низких частот.

Сущность нашего метода заключается, как известно, в том, что

---

<sup>1)</sup> «Журнал технической физики», т. VI, вып. 8, 1936.

для коррекции частотной характеристики значения параметров схемы коррекции находятся из условий равенства нулю производных модуля коэффициента усиления по частоте при некоторой заданной частоте  $f_0$ , а для коррекции фазовой характеристики — из условий равенства нулю производных угла сдвига фазы по частоте при той же заданной частоте  $f_0$ . В зависимости от области частот, в которой желательно получить коррекцию, задается частота  $f_0$ , при которой приравняются нулю соответствующие производные. В случае коррекции на высоких частотах в качестве такой частоты выбирается частота, равная нулю:  $f_0=0$ . Соответственно в качестве такой частоты для случая коррекции на низких частотах должна быть выбрана частота, равная бесконечности. Так как если падение усиления и сдвиг фазы на высоких частотах, вызванные паразитными емкостями схемы, все увеличиваются по направлению от частоты, равной нулю, к более высоким частотам, будучи при частоте, равной нулю, равными нулю (если не рассматривать падения усиления и сдвига фазы на низких частотах, вызванных переходными емкостями), то падение усиления и сдвиг фазы на низких частотах, вызванные переходными емкостями, все увеличиваются по направлению от частоты, равной бесконечности, и частоте, равной нулю, будучи при частоте, равной бесконечности, равными нулю (если не рассматривать падения усиления и сдвига фазы на высоких частотах, вызванных паразитными емкостями схемы).

Для удобства расчета целесообразно вместо того, чтобы приравнять нулю соответствующие производные модуля коэффициента усиления и угла сдвига фазы по частоте при частоте, равной бесконечности, приравнять нулю соответствующие производные модуля коэффициента усиления и сдвига фазы по периоду при периоде, равном нулю. Очевидно, результат расчета от этого не изменится.

Произведем вышеописанным методом расчет обычно употребляющейся схемы коррекции на низких частотах с развязывающим сопротивлением в анодной цепи, представленной на рис. 1, в которой в качестве параметров схемы коррекции использованы развязывающее сопротивление  $R_\phi$  и блокировочная емкость  $C_\phi$ . (Эта схема исследована впервые в работе Р. Г. Шифенбауер [3], которая одна из первых обратила на нее серьезное внимание.)

Пренебрегая проводимостью сеточной утечки и внутренней проводимостью лампы по сравнению с проводимостью анодного и развязывающего сопротивлений (что справедливо только при применении экранированных ламп с очень малой проницаемостью),

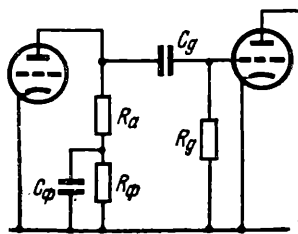


Рис. 1

получаем для модуля относительного коэффициента усиления<sup>1)</sup> выражение

$$|\alpha|^2 = \frac{f^2 T^2}{1 + f^2 T^2} \frac{(m+1)^2 + f^2 t^2}{1 + f^2 t^2}$$

и для сдвига фазы выражение

$$\varphi = \arctg \frac{1}{fT} - \arctg \frac{f m t}{1 + m + f^2 t^2},$$

где  $m = \frac{R_\Phi}{R_a}$ ,  $t = 2\pi R_\Phi C_\Phi$  — постоянная времени развязывающей цепи,  $T = 2\pi R_g C_g$  — постоянная времени сеточной цепи.

Подставляя вместо частоты  $f$  ее выражение через период  $\tau$ ,  $f = 1/\tau$ , получаем модуль относительного коэффициента усиления как функцию периода  $\tau$  в виде

$$|\alpha|^2 = \frac{T^2 (m+1)^2 \tau^2 + T^2 t^2}{\tau^4 + (T^2 + t^2) \tau^2 + T^2 t^2}$$

и сдвиг фазы в виде  $\varphi = \arctg \frac{\tau}{T} - \arctg \frac{m t}{\tau(1+m) + \frac{t^2}{\tau^2}}$  или после неко-

торых преобразований

$$\varphi = \arctg \frac{\tau^3 (1+m) + \tau (t^2 - m T t)}{\tau^2 (T + m T + m t) + t^2 T}.$$

Вводя обозначения  $\frac{\tau}{T} = \Delta$  и  $\frac{t}{T} = k$ , мы получим отвлеченное выражение для модуля коэффициента усиления в виде

$$|\alpha|^2 = \frac{\Delta^2 (m+1)^2 + k^2}{\Delta^4 + \Delta^2 (1+k^2) + k^2}$$

и для сдвига фазы в виде  $\varphi = \arctg \frac{\Delta^3 (1+m) + \Delta (k^2 - m k)}{\Delta^2 (1+m + m k) + k^2}$ .

Приравнявая согласно нашему методу нулю производную выражения модуля коэффициента усиления по периоду при периоде, равном нулю, что соответствует выражению

$$\frac{d|\alpha|^2}{d(\Delta^2)_{\Delta=0}} = 0,$$

мы получаем для параметров схемы, удовлетворяющих условию наилучшей коррекции частотной характеристики, выражение

$$k = \sqrt{2m + m^2}, \text{ т. е. } t = \sqrt{2m + m^2} T.$$

<sup>1)</sup> Под относительным коэффициентом понимаем отношение коэффициента усиления при данном периоде к коэффициенту усиления при периоде, равном нулю.

Подставляя в выражение для модуля коэффициента усиления значение  $k$ , соответствующее наилучшей коррекции частотной характеристики, получим отвлеченное выражение для частотной характеристики, соответствующей случаю наилучшей коррекции, в виде

$$|a|_{\text{коррег}}^2 = \frac{\Delta^2(m+1)^2 + (2m+m^2)}{\Delta^4 + \Delta^2(m+1)^2 + (2m+m^2)}.$$

На рис. 2 представлены частотные характеристики усилительного каскада без коррекции, соответствующей значению  $m=0$  ( $|a|^2 = \frac{1}{1+\Delta^2}$ ) и с коррекцией, соответствующей значениям  $m=1$ ,  $m=5$  и  $m=10$ .

Там же представлены соответствующие фазовые характеристики, которые, как мы видим, при коррекции частотных характеристик также в некоторой степени выправляются.

Из кривых так же, как и непосредственно из выражения для выправленной частотной характеристики, видно, что чем больше величина  $m$ , тем лучше получается выправленная частотная характеристика. При  $m$ , стремящемся к бесконечности, выражение для  $|a|^2$  стремится к единице при всех конечных значениях  $\Delta$  (периода).

Переходя к нахождению условия наилучшей коррекции фазовой характеристики, мы должны решить вопрос о том, что считать условием наименьших фазовых искажений на низкой частоте. Таковым условием, вообще говоря, следует считать отсутствие сдвига фазы или линейное его изменение с частотой. При коррекции высоких частот мы считали в качестве такого условия отсутствие отклонения сдвига фазы от линейности и соответственно, согласно нашему методу, приравнивали нулю вторую производную сдвига фазы по частоте. Этому условию было легче удовлетворить, чем условию полного отсутствия сдвига фазы в достаточно широком диапазоне частот. Если бы мы поставили то же условие отсутствия отклонения

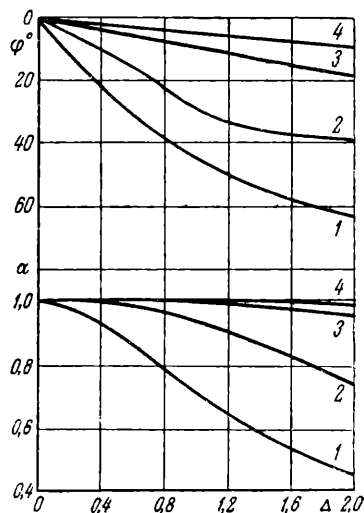


Рис. 2

сдвига фазы от линейности на низких частотах, то нам пришлось бы одновременно поставить условие равного наклона касательных к фазовым кривым на низких и на высоких частотах. Так как последнее условие не всегда может быть удовлетворено, то приходится в качестве условия коррекции на низких частотах принимать ус-

ловие отсутствия сдвига фазы, так как это обычно и делается. Согласно нашему методу мы для нахождения параметров схемы, удовлетворяющих этому условию, должны приравнять нулю первую, а не вторую производную выражения сдвига фазы по периоду при периоде, равном нулю.

Приравнивая нулю производную найденного нами выше выражения для сдвига фазы по периоду при периоде, равном нулю, что соответствует выражению  $(d\varphi/d\Delta)_{\Delta=0}=0$ , мы получаем для параметров схемы, удовлетворяющих условию наилучшей коррекции фазовой характеристики, выражение  $k=m$ , т. е.

$$t = mT; \quad C_{\phi} = \frac{R_g}{R_a} C_g.$$

В работе О. Б. Лурье [4] автор, исследуя вопрос об искажениях на низких частотах, существующих в рассматриваемой нами схеме с развязывающим сопротивлением, с точки зрения устанавливающихся процессов приходит к выводу, что условием минимальных искажений в этой схеме является условие равенства отношения постоянной времени развязывающей цепи к постоянной времени сеточной цепи и отношения величины развязывающего сопротивления к величине анодного сопротивления. Как мы видим, это условие совершенно точно совпадает с найденным нами условием наилучшей коррекции фазовой характеристики.

Подставляя в выражение для сдвига фазы значение  $k$ , соответствующее наилучшей коррекции фазовой характеристики, получим отвлеченное выражение для фазовой характеристики, соответствующее случаю наилучшей коррекции, в виде

$$\varphi_{\text{коррег}} = \arctg \frac{\Delta^3 (1 + m)}{\Delta^2 (1 + m + m^2) + m^2}.$$

На рис. 3 представлены фазовые характеристики усилительно-го каскада без коррекции, соответствующей значению  $m=0$  ( $\varphi = \arctg \Delta$ ), и с коррекцией, соответствующей значениям:  $m=1$ ,  $m=5$  и  $m=10$ . Там же представлены соответствующие частотные характеристики, которые, как мы видим, при наилучшей коррекции фазовых характеристик получаются несколько перекомпенсированными, имеющими некоторый максимум. Из кривых и непосредственно из выражения для выправленной фазовой характеристики видно, что так же, как и в случае коррекции частотной характеристики, выправленная фазовая характеристика также получается тем лучше, чем больше значение  $m$ . При  $m \rightarrow \infty$  сдвиг фазы стремится к нулю при любом конечном значении  $\Delta$  (периода). Отсюда следует тот вывод, что развязывающее сопротивление с точки зрения наименьших искажений на низкой частоте выгодно устраивать возможно большим. С другой стороны, сделать развязывающее сопротивление очень большим трудно с точки

зрения питания усилительного каскада, так как с увеличением развязывающего сопротивления увеличивается падение напряжения постоянного тока на нем.

Выходом из этого положения может быть применение в качестве развязывающего сопротивления нелинейного сопротивления, как-то: диода, экранированной лампы или пентода, сопротивление которых для постоянного тока сравнительно невелико, а для не слишком больших амплитуд переменного тока очень велико, поскольку ток в диоде в режиме насыщения эмиссии или в экранированной лампе и пентоде с малыми проницаемостями очень мало зависит от небольших изменений большого напряжения, приложенного к их анодам.

При выводе формул коррекции частотной и фазовой характеристик усилительного каскада мы пренебрегали проводимостью лампы по сравнению с проводимостью развязывающего сопротивления. При очень больших значениях  $m$  это становится уже недопустимым даже в случае применения экранированных ламп с очень малыми проницаемостями. В этом случае, если мы по-прежнему будем пренебрегать про-

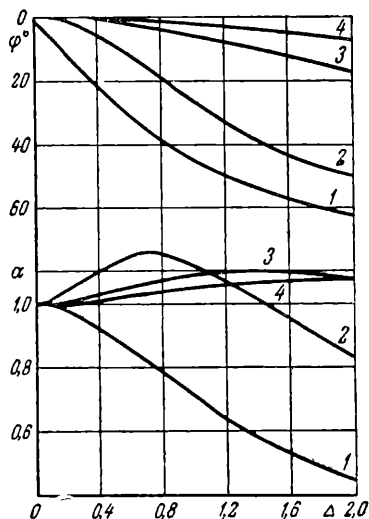


Рис. 3

водимостью сеточной утечки, по сравнению с проводимостью анодного и развязывающего сопротивлений и проводимостью лампы по сравнению с проводимостью анодного (но не развязывающего) сопротивления, то в выведенной формуле коррекции нужно будет ввести очень простую поправку, заключающуюся в том, что в качестве значения  $m$  должно быть взято не отношение развязывающего сопротивления к анодному сопротивлению, а отношение сопротивления комбинации параллельно соединенных развязывающего сопротивления  $R_\phi$  и внутреннего сопротивления лампы  $R_i$  к анодному сопротивлению  $R_a$ , т. е.  $m = \frac{R_\phi + R_i}{R_\phi + R_i}$ ;  $R_a$ , откуда видно, что как бы мы ни повышали величину развязывающего сопротивления  $R_\phi$ , устраивая его, например, в виде диода в режиме насыщения, мы не получим значения  $m$ , большего, чем отношение внутреннего сопротивления лампы к анодному сопротивлению, т. е.  $m = R_i/R_\phi$ .

Отсюда следует, что для получения очень высоких степеней коррекции необходимо употреблять лампы с очень большим внутренним сопротивлением, т. е. экранированные лампы с очень малой проницаемостью.

При коррекции модуляторного каскада, в котором сеточное сопротивление из-за сеточных токов модулируемого генератора не может быть сделано достаточно большим, уже нельзя пренебрегать проводимостью сеточного сопротивления по сравнению с проводимостью анодного и развязывающего сопротивлений.

Учитывая проводимость сеточной утечки и вводя характеризующий ее новый параметр  $m_1 = \frac{R_g}{R_a}$ , получим для модуля коэффициента усиления и сдвига фазы модуляторного каскада выражения:

$$|x|^2 = \frac{\Delta^2 \frac{(m+1)^2}{m_1^2} + k^2 \frac{1}{m_1^2}}{\Delta^2 \left[ k + \left( 1 + \frac{m+1}{m_1} \right) \right]^2 + \Delta^4 - 2\Delta^2 k \left( \frac{m+1}{m_1} \right) + k^2 \frac{(m+1)^2}{m_1^2}},$$

$$\varphi = \arctg \frac{\Delta^3 (m+1) + \Delta (k^2 - km)}{\Delta^2 \left[ \frac{(1+m)^2}{m_1} + 1 + m + km \right] + k^2 \left( \frac{m+1}{m_1} \right)}.$$

Производя над этими выражениями соответствующие операции согласно нашему методу, мы получаем для условия наилучшей коррекции частотной характеристики выражение

$$k = \frac{m + \sqrt{4m^2 + 8mm_1 + 4m_1^2 m^2 + 8mm_1^2 + 8m^2 m_1}}{2m_1},$$

которое при  $m_1 \rightarrow \infty$  переходит в уже известное

$$k = \sqrt{m^2 + 2m},$$

а для условия наилучшей коррекции фазовой характеристики выражение  $k=m$ , не отличающееся от уже известного для  $m_1 \rightarrow \infty$ . Соответствующее отвлеченное выражение для наилучшей выправленной фазовой характеристики<sup>1)</sup> представится следующим выражением:

$$\varphi_{\text{коррег}} = \arctg \frac{\Delta^3 (m+1)}{\Delta^2 \left[ \frac{(1+m)^2}{m_1} + 1 + m + m^2 \right] + m^2 \frac{m+1}{m_1}}.$$

Легко убедиться, что и в этом случае выправленные частотные и фазовые характеристики тем лучше, чем больше значение  $m$  и при  $m \rightarrow \infty$  относительный коэффициент усиления  $|x|^2 \rightarrow 1$  и сдвиг фазы  $\varphi \rightarrow 0$  при всех конечных значениях  $\Delta$  (периода).

Небольшая величина сеточного сопротивления в модуляторном каскаде приводит к большим падениям усиления и сдвигам фазы на низких частотах и для их компенсации требуется большое зна-

<sup>1)</sup> Выражение для наилучшей выправленной частотной характеристики получается слишком громоздким, так что расчет частотной характеристики, соответствующей некоторым значениям  $m$  и  $m_1$ , целесообразно производить по общей формуле для частотной характеристики, подставляя в нее вычисленные по формуле коррекции численные значения  $k$ .

чение  $m$ . С другой стороны, именно в модуляторном каскаде, наиболее мощном из всех усилительных каскадов, труднее всего осуществить большие значения  $m$ , так как для этого, как мы уже знаем, требуются большие величины развязывающих сопротивлений и малые значения проницаемости лампы.

Выходом из этого положения может явиться отказ от всякой коррекции в самом модуляторном каскаде и коррекции его частотной и фазовой характеристик в одном из предыдущих каскадов, сеточное сопротивление и переходная емкость в котором могут быть сделаны настолько большими, что сам этот каскад не будет вообще нуждаться в коррекции, и таким образом подъем усиления и сдвиг фазы на низких частотах, происходящих в этом каскаде, благодаря присутствию в нем развязывающего сопротивления будут целиком служить для компенсации падения усиления и сдвига фазы в модуляторном каскаде.

Общий относительный коэффициент усиления и сдвиг фазы таких двух, корректируемого и корректирующего, каскадов в том случае, если бы мы пренебрегли проводимостью сеточных утечек и корректирующего и корректируемого каскадов, ничем бы не отличались по своему виду от относительного коэффициента усиления и сдвига фазы обычного корректируемого каскада усиления; в нашем же случае, когда корректируемым каскадом служит модуляторный каскад, проводимостью сеточной утечки которого нельзя пренебречь, относительный коэффициент усиления и сдвиг фазы представляются следующими выражениями:

$$|\alpha|^2 = \frac{(1+m)^2 \Delta^2 + k^2}{\Delta^4 + \Delta^2 \left[ k^2 + \frac{(m_1+1)^2}{m_1^2} \right] + k^2 \frac{(m_1+1)^2}{m_1^2}},$$

$$\varphi = \arctg \frac{m_1 \Delta^3 + m_1 m \Delta^3 + (m_1 k^2 - mk - mm_1 k) \Delta}{\Delta^2 (1+m_1) + \Delta^2 (1+m_1) m + k^2 (1+m_1) + mm_1 k \Delta^2},$$

где  $m = R_{\phi}/R_a$  в корректирующем каскаде;  $m_1 = R_g/R_{a1}$  в модуляторном каскаде;  $k = t/T$  — отношение постоянной времени корректирующего каскада к постоянной времени корректируемого, модуляторного каскада.

Относительный коэффициент усиления и сдвиг фазы самого модуляторного каскада представляются следующими выражениями:

$$|\alpha|^2 = \frac{1}{\left( \frac{m_1+1}{m_1} \right)^2 + \Delta^2}; \quad \varphi = \arctg \Delta \frac{m_1}{m_1+1}.$$

Производя соответствующие операции согласно нашему методу над выражениями общего относительного коэффициента усиления и сдвига фазы корректирующего и модуляторного каскадов,



получаем для условия наилучшей коррекции частотной характеристики выражение:

$$k = \frac{m_1 + 1}{m_1} \sqrt{m^2 + 2m},$$

а для условия наилучшей коррекции фазовой характеристики выражение

$$k = m \frac{m_1 + 1}{m_1}.$$

Соответствующие отвлеченные выражения для наилучших выправленных частотных и фазовых характеристик представляются следующими выражениями:

$$|\alpha|_{\text{коррег}}^2 = \frac{(1+m)^2 \Delta^2 + (2m+m^2) \left( \frac{m_1+1}{m_1} \right)^2}{\Delta^4 + \Delta^2 (1+m)^2 \left( \frac{m_1+1}{m_1} \right)^2 + (2m+m^2) \left( \frac{m_1+1}{m_1} \right)^4};$$

$$\Phi_{\text{коррег}} = \arctg \frac{\Delta^3 (1+m)}{\Delta^2 \left( \frac{1+m_1}{m_1} \right) (1+m+m^2) + m^2 \frac{(1+m_1)^3}{m_1^3}}.$$

Легко убедиться, что и в этом случае выправленные частотные и фазовые характеристики тем лучше, чем больше значение  $m$ , и при  $m \rightarrow \infty$  относительный коэффициент усиления  $|\alpha|^2 \rightarrow 1$  и сдвиг фазы  $\varphi \rightarrow 0$  при всех конечных значениях  $\Delta$  (периода).

В этом случае, однако, большие значения  $m$  в маломощном корригирующем каскаде могут быть легко достигнуты.

Для повышения степени коррекции на низких частотах можно так же, как мы это делали для коррекции на высоких частотах, конструировать схемы с большим числом параметров, подчиняя их условиям равенства нулю ряда соответствующих производных.

Включая параллельно развязывающему сопротивлению рассмотренной нами схемы рис. 1 самоиндукцию, мы получим новую схему с двумя свободными параметрами, представленную на рис. 4.

Модуль относительного коэффициента усиления и сдвиг фазы этой схемы представляются следующими выражениями:

$$|\alpha|^2 = \frac{\Delta^4 + \Delta^2 [k_1^2 (m+1)^2 - 2kk_1] + k^2 k_1^2}{\Delta^6 + \Delta^4 (1 + k_1^2 - 2kk_1) + \Delta^2 (k^2 k_1^2 + k_1^2 - 2kk_1) + k^2 k_1^2};$$

$$\varphi = \arctg \frac{\Delta^5 + \Delta^3 [k_1 m + k_1^2 (m+1) - 2kk_1] + \Delta (k^2 k_1^2 - k k_1^2 m)}{\Delta^4 (1 - k_1 m) + \Delta^2 [k k_1^2 m + k_1^2 (m+1) - 2kk_1] + k^2 k_1^2},$$

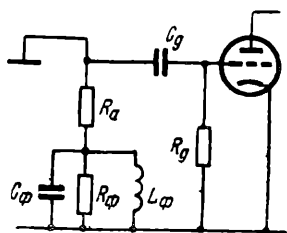


Рис. 4

где по-прежнему  $m=R_{\phi}/R_a$ ;  $k=t/T=(2\pi R_{\phi}C_{\phi})/(2\pi R_gC_g)$ , а  $k_1=t_1/T=(2\pi L_{\phi})/(2\pi R_gC_g)$ . Приравнявая согласно нашему методу нулю первую и вторую производные модуля коэффициента усиления по периоду при периоде, равном нулю,  $(d|\alpha|^2/d\Delta^2)_{\Delta=0}=0$  и  $d^2|\alpha|^2/d(\Delta^2)^2_{\Delta=0}=0$ , мы, решая совместно полученные уравнения, получим значения параметров этой схемы, удовлетворяющих условию наилучшей коррекции частотной характеристики, в виде:  $k=\sqrt{m^2+2m}$ ;  $k_1=2\sqrt{2m^2+2m}$ , т. е.  $C_{\phi}=\frac{1}{m}\sqrt{m^2+2m} \times \times \frac{R_g}{R_a} C_g$ ;  $L_{\phi}=2m\sqrt{m^2+2m} R_g R_a C_g$ .

Производя те же операции над выражением угла сдвига фазы этой схемы, мы получим значения параметров этой схемы, удовлетворяющих условиям наилучшей фазовой характеристики, в виде:  $k=m$ ,  $k_1=m/(m+1)$ , т. е.  $C_{\phi}=C_g R_g/R_a$ ,  $L_{\phi}=R_a R_g C_g m^2/(m+1)$ .

Соответствующие отвлеченные выражения для наилучших выправленных частотных и фазовых характеристик представляются следующими выражениями:

$$|\alpha|_{\text{коррег}}^2 = \frac{\Delta^4 + \Delta^4 4(2m + m^2)^2 + 4(2m + m^2)^2}{\Delta^6 + \Delta^4 + \Delta^2 4(2m + m^2)^2 + 4(2m + m^2)^2};$$

$$\varphi_{\text{коррег}} = \arctg \frac{\Delta^5 (m+1)^2}{\Delta^4 (1 + 2m - m^3) + \Delta^2 (m^4 - m^3 - m^2) + m^4}.$$

На рис. 5 представлены эти выправленные частотные и фазовые характеристики для значений  $m=0$  (без коррекции),  $m=1$ ,  $m=5$  и  $m=10$ ; они также тем лучше, чем больше значение  $m$ . Сопоставляя их с частотной и фазовой характеристиками простой схемы коррекции, представленных на рис. 2, мы видим, что сложная схема коррекции действительно дает большую степень коррекции, чем простая, но только до некоторого значения  $\Delta$  (периода). Причем это значение  $\Delta$  тем больше, чем больше значение  $m$ . Например, при значении  $m=10$  и частотная и фазовая характеристики сложной схемы в пределах рис. 5 изображаются прямыми, совпадающими с осью абсцисс, сложная схема дает большую степень коррекции частотной характеристики, чем простая схема, до значения  $\Delta=2,19$  и фазовой характеристики до значения  $\Delta=2,14$ , в то время как при значении  $m=1$  сложная схема дает большую степень коррекции частотной характе-

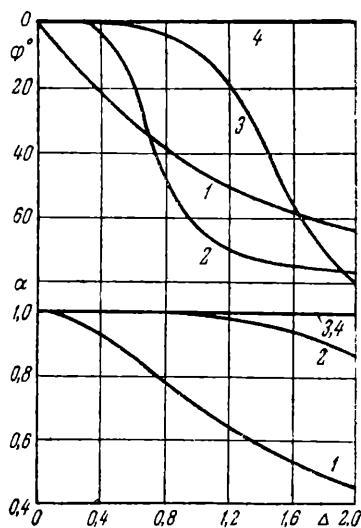


Рис. 5

ристики, чем простая, только до значения  $\Delta=3,46$  и фазовая характеристика до значения  $\Delta=0,5$ .

Применение сложной схемы коррекции тем более предпочтительно, чем меньшие падения усиления и сдвиги фаз на отдельный усилительный каскад нами могут быть допущены. Кроме того, сложная схема коррекции особо предпочтительна в таких устройствах, в которых мы сильно ограничены напряжением источников питания (например, аккумуляторных батарей), ввиду того, что в сложной схеме коррекции падение напряжения постоянного тока на развязывающем сопротивлении практически отсутствует, так как развязывающее сопротивление в этой схеме шунтировано самоиндукцией, обладающей малым омическим сопротивлением.

В заключение необходимо отметить участие в работе студента Д. И. Воскобойника, проделавшего ряд расчетов и построившего графики к этой работе.

## Литература

1. Брауде Г. В. О коррекции частотных и фазовых характеристик усилительных устройств «ЖТФ», т. IV, вып. 9 и 10. (См. сборник, стр. 5—45).
  2. Вейсбрут А. Д. и Крейцер В. Л. Система усиления фототоков катодного телевизионного передатчика на 180 строк. «ИЭСТ», 1935, № 7.
  3. Шифенбауер Р. Г. Сдвиг фаз в усилителях на сопротивлениях и их компенсация. ИЭСТ, 1934, № 10.
  4. Лурье О. П. Нестационарные явления в широкополосных усилителях. «ЖТФ», т. VI, вып. 2, 1936.
-

# Противошумовая коррекция

## О возможности устранения шумов в ламповых усилителях<sup>1)</sup>

Внутренние шумы в ламповых усилителях определяются, как известно, в основном тепловыми флуктуациями в сопротивлениях и шрот-эффектом внутри ламп, не считая специфических шумов, вызываемых так называемым фликер-эффектом, не играющим такой принципиальной роли, как шрот-эффект и тепловые флуктуации. Шумы, вызываемые фликер-эффектом, сосредоточены в области низких частот и вследствие этого могут быть легко устранены одним специфическим способом, указанным в конце нашей статьи.

Как показали Шотки [1] и Левелин [2], шрот-эффект в усилительных электронных лампах, работающих при больших объемных зарядах у катода, составляет только некоторую часть шрот-эффекта обычного электронного тока насыщения лампы и выражается следующей формулой:

$$\overline{U}^2 = \frac{q}{\pi} I_a \frac{di_a}{di_S} \int_0^{\infty} |z(\omega)|^2 d\omega,$$

$\overline{U}^2$  — квадрат действующего значения напряжения шума на анодной нагрузке;

$I_a$  — среднее значение анодного тока;

$|z(\omega)|$  — модуль кажущегося сопротивления анодной нагрузки при данной частоте;

$q$  — заряд электрона;

$\frac{di_a}{di_S}$  — производная анодного тока по току эмиссии, характеризующая влияние объемного заряда.

<sup>1)</sup> «Известия электропромышленности слабого тока», 1936, № 11.

Чем больше объемный заряд, тем меньше значение этой производной. В лампах, находящихся в режиме так называемого температурного насыщения, значение этой производной практически равно нулю, и у таких ламп шрот-эффект должен отсутствовать. Внутренние шумы в усилителе, составленном из таких ламп, должны определяться только тепловыми флуктуациями в анодном сопротивлении и тепловыми флуктуациями самого электронного потока ламп, представляющего собой также некоторое сопротивление.

Экспериментальное исследование существующих ламп [3] показывает, однако, что в действительности внутренние шумы в лампах, даже находящихся в режиме температурного насыщения, намного превосходят по своей величине шумы, обязанные тепловым флуктуациям, что объясняется присутствием в лампах положительных ионов, нарушающих равновесие объемного заряда вблизи катода. Как показал Персон [4], в случае обеспечения таких условий в электронной лампе, при которых в ней никакой ионизации не происходит, шрот-эффект в такой лампе целиком подчиняется формуле Шотки—Левелина, т. е. в режиме температурного насыщения отсутствует. Основными условиями для этого являются хороший вакуум и достаточно малое напряжение (в опытах Персона напряжения не превышали 9 в). Сконструировать усиленные лампы с достаточно большим коэффициентом усиления, работающие при очень малых напряжениях, трудно, но все же возможно. В настоящей статье мы рассмотрим подробно вопрос о возможности устранения шумов, обязанных тепловым флуктуациям, в сопротивлениях и в самом электронном потоке лампы. Важность этого вопроса явствует из вышесказанного, так как если шрот-эффект внутри электронных ламп принципиально устраним, то тепловые флуктуации остаются единственным принципиальным фактором, вызывающим шумы в ламповом усилителе, и их устранение или далеко идущее ограничение сильно снизило бы порог чувствительности усилительных устройств (при одновременном условии применения ламп, работающих в режиме температурного насыщения и отсутствия ионизации в них).

Перед тем как перейти непосредственно к вопросу об устранении шумов, обязанных тепловым флуктуациям, остановимся на одном способе борьбы с шумом, вызываемым тепловыми флуктуациями, при котором эти шумы не устраняются, но так же, как и другие шумы в усилителе (только в другой, как мы увидим, степени), подавляются полезным сигналом.

Эффект тепловых флуктуаций на сопротивлении выражается, как известно, формулой Найквиста [5]:

$$\overline{U^2} = \frac{2\delta T}{\pi} \int_0^{\infty} \overline{R}(\omega) d\omega,$$

где  $\bar{U}^2$  — квадрат действующего значения напряжения шума;

$\delta$  — постоянная Больцмана;

$T$  — абсолютная температура;

$\bar{R}(\omega)$  — вещественная часть кажущегося сопротивления при данной частоте.

Если это сопротивление приключается ко входу усилителя, коэффициент усиления которого является также некоторой функцией частоты  $K(\omega)$ , то эффект тепловых флуктуаций на выходе усилителя, обязанный сопротивлению, включенному на его входе, не учитывая шума самого усилителя, выражается формулой

$$\bar{U}^2 = \frac{2\delta T}{\pi} \int_0^{\infty} \bar{R}(\omega) K^2(\omega) d\omega.$$

Рассмотрим соотношение между действующим значением напряжения шума и напряжением полезного сигнала на чисто омическом сопротивлении  $R_0$ . Пусть напряжение на сопротивлении  $R_0$  усиливается усилителем с коэффициентом  $K$ , пропускающим равномерно полосу частот от нуля до  $\omega_0$ , и через сопротивление протекает некоторый ток  $I$  (например, фототок), являющийся полезным сигналом, подлежащим усилению. Тогда квадрат напряжения полезного сигнала на выходе усилителя представится выражением

$$\bar{U}^2 = I^2 R_0^2 K^2,$$

а квадрат действующего значения напряжения шума на выходе усилителя (если не учитывать шума самого усилителя) представится выражением

$$\bar{U}^2 = \frac{2\delta T}{\pi} R_0 K^2 \omega_0.$$

Рассматривая отношение квадратов действующих значений напряжений сигнала и шума

$$\frac{U^2}{\bar{U}^2} = \frac{\pi}{2\delta T} \frac{I^2 R}{\omega_0},$$

мы видим, что чем больше значение сопротивления  $R_0$ , тем больше отношение сигнал/помеха, что объясняется тем, что квадрат напряжения полезного сигнала пропорционален по закону Ома квадрату сопротивления, в то время как квадрат действующего значения напряжения шума, вызванного тепловыми флуктуациями, пропорционален по формуле Найквиста только первой степени сопротивления. Однако увеличивать омическое сопротивление можно только до некоторого предела, определяемого паразитной емкостью, шунтирующей это сопротивление. Полагая, например, допустимым падение усиления сигнала, обязанный этой паразитной

емкости, на верхней граничной частоте в 10%, мы получим предельное значение сопротивления в виде

$$R' = \frac{0,353}{\omega_0' C'}.$$

Употребляя различные схемы компенсации паразитной емкости  $C$ , можно увеличить предельное значение сопротивления и тем самым увеличить отношение напряжения полезного сигнала к действующему значению напряжения шума. Такой способ борьбы с шумами тепловых флуктуаций, при котором эти тепловые флуктуации не устраняются и даже растут, но подавляются еще более возросшим полезным сигналом, мы будем называть способом подавления тепловых флуктуаций, в отличие от описываемого в дальнейшем способа устранения тепловых флуктуаций, при котором самые шумы тепловых флуктуаций будут резко уменьшаться при неизменной силе сигнала.

Можно указать ряд способов компенсации анодной емкости усилителя, пригодных для целей подавления шумов во входном сопротивлении усилителя. Сюда, во-первых, относятся все способы компенсации емкости посредством включения определенным образом подобранных индуктивностей, которые применяются для коррекции частотной и фазовой характеристик усилительных устройств. Ряд схем, пригодных для цели, описан в нашей работе [6].

Ко второму классу способов компенсации емкостей можно отнести способы компенсации емкости посредством так называемой отрицательной емкости, которую можно создать, пользуясь, например, предложенным нами методом «безваттной обратной связи» [7]. Вопрос о борьбе с шумами посредством обратной связи, в частности посредством «безваттной обратной связи», будет нами подробно освещен в другой статье.

Возможность существенного увеличения входного сопротивления при пропускании большой полосы частот, достигаемая указанными выше способами компенсации емкости, позволяет достигнуть не только подавления шумов, вызываемых тепловыми флуктуациями на входе усилителя, но еще в большей степени подавления всех остальных шумов внутри самого усилителя, так как шумы внутри самого усилителя, в отличие от шумов, вызываемых тепловыми флуктуациями на входном сопротивлении, не растут с увеличением входного сопротивления.

В отличие от описываемого выше способа борьбы с шумами, вызываемыми тепловыми флуктуациями, который может быть охарактеризован как способ подавления шумов, в описываемом ниже способе имеет место устранение или, точнее, весьма существенное уменьшение самих шумов, вызываемых тепловыми флуктуациями в сопротивлениях при более или менее неизменной силе полезного сигнала. Этот способ, предложенный нами в 1933 г. [8], основан на той особенности тепловых флуктуаций, что эффект шумов, вы-

званный ими, пропорционален, как доказал теоретически Найквист и экспериментально Джонсон [9], только вещественной части полного сопротивления. Сущность способа заключается в том, что входное сопротивление усилителя устраивается по возможности чисто реактивным, например, в виде возможно более чистой самоиндукции или емкости, а происходящие благодаря этому реактивному сопротивлению частотные и фазовые искажения корректируются соответствующими частотной и фазовой характеристиками самого усилителя. Эти схемы коррекции, в отличие от обычных схем коррекции, мы будем называть схемами противозумовой коррекции. Легко убедиться в том, что, если бы нам удалось осуществить чисто емкостные и чисто индуктивные сопротивления, то этим самым мы получили бы возможность полного устранения шумов тепловых флуктуаций в проводниках не только на входе, но и внутри самого усилителя. Действительно, представим себе многокаскадный усилитель, построенный из ламп с очень малой проницаемостью, так что внутренней проводимостью их можно пренебречь, на входе которого включена, например, самоиндукция, а в анодной цепи ламп включены попеременно емкости и самоиндукции так, как показано на рис. 1.

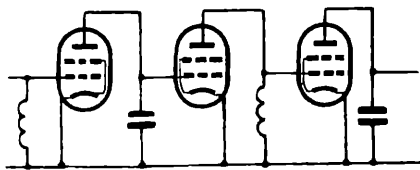


Рис. 1

Если через входное индуктивное сопротивление этого усилителя пропустить усиливаемый ток, например, фототок от фотозлемента, то напряжение на этом сопротивлении будет зависеть от частоты, будучи по своей величине пропорционально частоте и по фазе сдвинуто относительно тока на  $90^\circ$ . Но напряжение на аноде первой усилительной лампы уже не будет зависеть от частоты, так как анодный ток этой лампы протекает через емкостное сопротивление, имеющее обратную индуктивному сопротивлению частотную и фазовую характеристики. В каждой последующей паре ламп будет происходить такая взаимная компенсация искажений, так что в случае нечетного числа ламп мы получим на выходе усилителя усиленный и неискаженный сигналы. В то же время шумы тепловых флуктуаций в таком усилителе будут отсутствовать, так как активные составляющие всех сопротивлений в усилителе равны нулю. При этом будут отсутствовать также и шумы тепловых флуктуаций самих электронных потоков ламп, поскольку внутренними проводимостями этих ламп можно пренебречь; теми же свойствами будет обладать усилитель, на входе которого включено емкостное сопротивление и порядок включения емкостных и индуктивных сопротивлений в анодной цепи его каскадом обратен предыдущему, как показано на рис. 2. В действительности получить чисто емкостные и чисто индуктивные сопротивления, в особенности в условиях их включения в ламповые схемы, практически не-



возможно. Полностью устранить шумы, обязанные тепловым флуктуациям, также невозможно, но можно их, как мы увидим, весьма существенно снизить. Рассмотрим подробно некоторые схемы

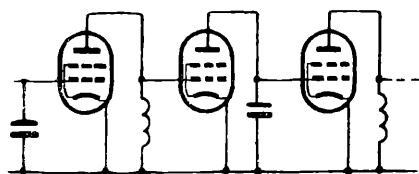


Рис. 2

устранения шумов во входном сопротивлении, в усилителе фототоков.

Исследуем поведение обычного усилителя фототоков при непрерывном увеличении его входного сопротивления.

Входное сопротивление в реальной схеме шунтировано некоторой паразитной емкостью. Вещественная составляющая сопротивления такой параллельной комбинации емкости  $C'$  и омического сопротивления  $R'$  выражается следующим образом:

$$\bar{R}'(\omega) = \frac{R'_0}{1 + R_0'^2 C'^2 \omega^2}.$$

Если коэффициент усиления от частоты не зависит вплоть до очень высоких частот, намного превышающих величину

$$\omega_0 = \frac{1}{R'_0 C'},$$

то эффект тепловых флуктуаций на выходе усилителя, обязанный входному сопротивлению, выразится следующим образом:

$$\begin{aligned} \bar{U}^2 &= \frac{2\delta T}{\pi} \int_0^\infty \frac{R'_0 K^2}{1 + \omega^2 R_0'^2 C'^2} d\omega = \frac{2\delta T K^2 R'_0}{\pi R'_0 C'} \left| \arctg x \right|_0^\infty = \\ &= \frac{2\delta T K^2 R'_0 \pi}{\pi R'_0 C'^2} = \frac{\delta T K^2}{C'}. \end{aligned}$$

Таким образом, полная энергия шума по всему спектру частот от величины сопротивления  $R'_0$  не зависит и обратно пропорциональна величине паразитной емкости. При непрерывном увеличении сопротивления  $R'_0$  полная энергия этого шума по всему спектру частот, оставаясь неизменной, будет концентрироваться в области все более низких частот. Действительно, рассмотрим энергию шума в диапазоне частот от некоторой частоты  $\omega_0$  до бесконечности, причем для простоты расчетов возьмем такой случай, когда сопротивление  $R'_0$  уже настолько велико, что

$$R'_0 C' \omega_0 \gg 1.$$

Тогда вещественная часть входного сопротивления выразится

$$R'(\omega) = \frac{1}{\omega R'_0 C'^2},$$

а энергия шума в этом диапазоне частот будет

$$\bar{U}^2 = \frac{2\delta T}{\pi} \frac{K^2}{R'_0 C'^2} \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\omega^2} = \frac{2\delta TK^2}{\pi R'_0 C'^2} \left( \frac{1}{\omega_0} - \frac{1}{\infty} \right) = \frac{2\delta TK^2}{\pi R'_0 C'^2 \omega_0}.$$

Из последнего выражения видно, что с увеличением сопротивления  $R'_0$  величина энергии шума в диапазоне частот от некоторой частоты  $\omega_0$  до бесконечности будет непрерывно падать, и при величине сопротивления  $R'_0$ , стремящейся к бесконечности, энергия шума в диапазоне частот от  $\omega_0$  до бесконечности будет приближаться к нулю при сколь угодно малом, но конечном значении частоты. Таким образом, при очень большом сопротивлении  $R'_0$  вся энергия шума

$$\bar{U}^2 = \frac{\delta TK^2}{C'}$$

концентрируется в очень малом диапазоне низких частот вблизи нулевой частоты, и в диапазоне частот от самых низких, но конечных значений частот, до бесконечности энергия шума исчезающе мала. Энергия шума в некотором конечном диапазоне частот  $\omega_1 \div \omega_2$  с увеличением омического сопротивления будет вначале при малых сопротивлениях, когда общее сопротивление можно в рассматриваемом диапазоне частот считать приблизительно активным, расти пропорционально сопротивлению, а затем начнет падать и при очень больших сопротивлениях, когда общее сопротивление можно считать в рассматриваемом диапазоне частот приблизительно реактивным, будет падать обратно пропорционально величине омического сопротивления.

Входное сопротивление, будучи приблизительно реактивным, емкостным, внесет соответствующие частотные и фазовые искажения при усилении фототоков. Для выправления частотной и фазовой характеристик усиления фототока можно в один из каскадов усиления включить некоторую самоиндукцию так, как показано на рис. 3. При этом изменяется, понятно, и распределение энергии шума по спектру частот, но, как мы увидим, в конечном диапазоне частот энергия этого шума будет по-прежнему очень мала, если величина омического сопротивления на входе будет очень велика.

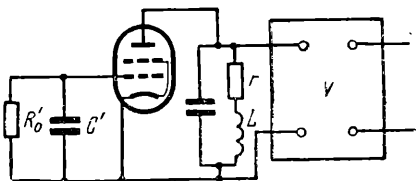


Рис. 3

Для получения коррекции частотной и фазовой характеристик усиления фототока в случае очень большого входного сопротивления необходимо, чтобы самоиндукция, служащая для коррекции частотной и фазовой характеристик усиления фототока, удовлетворяла следующим условиям. Она должна быть, с одной стороны,

настолько мала, чтобы в рассматриваемом диапазоне частот еще не сказывалась ее собственная емкость и емкость ламп, ее шунтирующая. Вопрос о величине самоиндукции, ограниченной шунтирующими ее паразитными емкостями, будет в дальнейшем подробно рассмотрен. С другой стороны, собственное омическое сопротивление самоиндукции должно быть достаточно мало. В случае бесконечно большого входного омического сопротивления омическое сопротивление самоиндукции должно быть равно нулю. В случае большого, но конечного, значения входного омического сопротивления и омическое сопротивление самоиндукции должно иметь некоторое малое, но конечное, значение, определяемое, как легко убедиться, из условия равенства друг другу постоянных времени входного сопротивления  $R'_0 C'$  и самоиндукции  $\frac{L}{r}$ , т. е. из условия

$$r = \frac{L}{R'_0 C'}$$

При этих условиях коэффициент усиления для входного тока (фототока) будет, как легко убедиться, независим от частоты во всем рассматриваемом диапазоне частот и равен

$$K_1 = \frac{I''}{I'} = \frac{L}{C'} Sy,$$

где  $S$  — крутизна корректирующего каскада (в анодной цепи которого включена самоиндукция),  $y$  — крутизна всего остального усилителя. Коэффициент же усиления для входного напряжения будет зависеть от частоты и равен

$$K_2 = \frac{U''}{U'} = S \sqrt{r^2 + \omega^2 L^2} K,$$

где  $S$  — крутизна корректирующего каскада,  $K$  — коэффициент усиления всего остального усилителя, не зависящего от частоты в рассматриваемом диапазоне частот. Подставляя это выражение и ранее найденное нами выражение для активной составляющей входного сопротивления в формулу для эффекта тепловых флуктуаций, находим квадрат действующего значения напряжения шума в полосе частот от нуля до  $\omega$  в виде

$$\overline{U^2} = \frac{2\delta T}{\pi} \frac{S^2 L^2 K_2^2}{R'_0 C'^2} \int_0^\omega d\omega = \frac{2\delta T}{\pi} \frac{S^2 L^2 K_2^2}{R'_0 C'^2} \omega.$$

Таким образом, энергия шума на выходе усилителя, пропорциональная квадрату действующего значения напряжения шума на выходе усилителя, будет в этом случае равномерно распределяться по спектру частот, и в конечной полосе частот она, падая вме-

сте с увеличением входного сопротивления  $R_0'$ , будет стремиться к нулю при  $R_0'$ , стремящемся к бесконечности и в то же время, как было показано, в области этой полосы частот усилитель будет воспроизводить усиливаемые токи без искажений, причем его коэффициент усиления остается неизменно конечной величиной:

$$K_1 = \frac{L}{C'} Sy.$$

Отношение энергии шума к энергии сигнала на выходе усилителя с противозумовой коррекцией представляется, как легко видеть, выражением

$$\alpha = \frac{\bar{U}^2}{U^2} = \frac{2\delta T}{\pi} \frac{\omega}{I'^2 R_0'}.$$

Тем же выражением изображается, как мы видели, то же отношение для обыкновенного реостатного усилителя. И в случае усилителя с противозумовой коррекцией, и в случае обыкновенного реостатного усилителя отношение энергии шумов к энергии сигнала на выходе усилителя падает обратно пропорционально величине входного сопротивления. В случае обыкновенного реостатного усилителя это падение отношения происходит благодаря росту силы сигнала при одновременном, но меньшем, росте силы шума тепловых флуктуаций, причем ширина полосы частот, пропускаемая усилительным устройством, непрерывно суживается, стремясь к нулю при входном омическом сопротивлении, стремящемся к бесконечности; в случае же усилителя с противозумовой коррекцией это происходит благодаря падению силы шума при неизменной силе сигнала, определяемой коэффициентом усиления

$$K_1 = \frac{LSy}{C'},$$

причем ширина полосы частот остается неизменной и определяется так же, как и коэффициент усиления, величиной самоиндукции  $L$ .

Исследуем вопрос о допустимой величине этой самоиндукции. Как уже было указано, она ограничивается шунтирующими ее паразитными емкостями. Если контур, образованный самоиндукцией и этими емкостями, обладает малым затуханием, как это имеет место в исследуемой нами схеме противозумовой коррекции (рис. 3), где омическое сопротивление самоиндукции должно быть при большом входном сопротивлении очень мало, то наступающий при некоторой частоте резонанс будет резко искажать частотные и фазовые характеристики усилительного устройства. Для устранения этих искажений можно в схеме, представленной на рис. 3, включить параллельно самоиндукции  $L$  некоторое сопротивление

ние  $R$  (рис. 4), подобрав величину этого сопротивления по предложенному нами способу сведения к нулю возможных в схеме резонансных частот [6]. (Воспользоваться для этой цели омическим

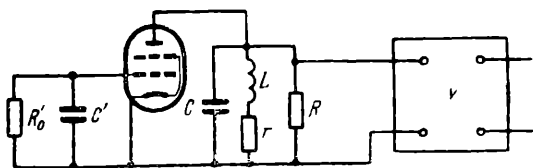


Рис. 4

сопротивлением, включенным последовательно с самоиндукцией, невозможно, так как оно уже связано соотношением  $r = \frac{L}{R'_0 C'}$ .

Модуль коэффициента усиления для входного тока (рис. 4) при учете соотношения

$$r = \frac{L}{R'_0 C'}$$

может быть представлен в виде

$$|K_1|^2 = \left| \frac{I''}{I'} \right|^2 = \frac{L^2}{C'^2} S^2 y^2 \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{R} - \omega^2 LC\right)^2 + \omega^2 \left(\frac{L}{R} + rC\right)^2},$$

где  $y$  — крутизна всего усилителя, кроме одного корректирующего каскада;  $C$  — паразитная емкость, шунтирующая самоиндукцию.

Приравнявая нулю производную этого выражения по частоте при частоте, равной нулю:

$$\frac{d|K_1|^2}{d(\omega^2)}_{\omega=0} = 0,$$

что математически соответствует сведению к нулю возможной в этой схеме одной резонансной частоты, мы получим следующее уравнение:

$$L^2 - 2LR^2C + r^2C^2R^2 = 0,$$

которое вместе с соотношением

$$r = \frac{L}{R'_0 C'}$$

связывает параметры рассматриваемой схемы.

В интересующем нас случае очень большого входного сопротивления  $R'_0$  и соответственно очень малого омического сопротивления  $r$  мы получим для  $R$  выражение

$$R^2 = \frac{1}{2} \frac{L}{C}.$$

Подставляя это значение и значение  $r=0$  в выражение для коэффициента усиления схемы, получаем

$$|K_1|^2 = \frac{L^2 S^2 y^2}{C'^2} \frac{1}{1 + \omega^4 L^2 C^2}.$$

Полагая по-прежнему допустимым падение усиления на верхней граничной частоте передаваемой полосы частот в 10%, получим для допустимой величины самоиндукции

$$L \approx \frac{0,5}{\omega'^2 C}.$$

Начальный коэффициент усиления будет

$$K_1 = \frac{LS}{C'} y \approx \frac{0,5Sy}{\omega'^2 C' C}.$$

Сравним это выражение с выражением для начального коэффициента усиления обычного реостатного усилителя фототока. Как мы уже указывали, предельное значение входного сопротивления при допустимом падении усиления тока на нем в 10% равно

$$R'_0 = \frac{0,353}{\omega' C'}.$$

Полагая крутизну лампы  $S$  и считая, что сопротивление, включенное в анодную цепь этой лампы, будучи аналогично входному сопротивлению равно

$$R_a = \frac{0,353}{\omega' C},$$

не вызывает, однако, благодаря соответствующей коррекции практически никакого падения усиления, мы получим коэффициент усиления обычного реостатного усилителя

$$K_1 = \frac{I''}{I'} \approx \frac{0,125Sy}{\omega'^2 C' C},$$

где  $y$  — крутизна всего усилителя, кроме одного каскада усиления, соответствующего корректирующему каскаду в усилителе фототоков с противозумовой коррекцией. Мы видим, таким образом, что усилитель с противозумовой коррекцией (см. рис. 4) дает не только устранение шумов тепловых флуктуаций на входе усилителя, но и подавление шумов в самом усилителе, поскольку коэффициент усиления и соответственно сила сигнала на выходе тако-

го усилителя в четыре раза больше, чем у обыкновенного реостатного усилителя при том же допустимом падении усиления в 10%.

Деля отношение энергии шума к энергии сигнала в случае усилителя с противошумовой коррекцией на то же отношение в случае обыкновенного реостатного усилителя, мы находим, что в случае усилителя с противошумовой коррекцией это отношение меньше, чем в случае обычного реостатного усилителя, во столько раз, во сколько входное сопротивление в усилителе с противошумовой коррекцией может быть сделано больше, чем в обычном реостатном усилителе. Если в обычном реостатном усилителе, как мы видели, входное сопротивление не может быть сделано бóльшим, чем

$$R'_0 = \frac{0,353}{\omega' C'} ,$$

то в усилителе с противошумовой коррекцией оно может быть принципиально сделано сколь угодно большим. Практически существует, однако, предел для величины входного сопротивления усилителя. Он ставится, в первую очередь, сеточными токами первой лампы усилителя, которые при отрицательном смещении на сетке определяются ионными токами в лампе. У большинства электронных ламп сопротивление сетки не может быть сделано больше  $10^7 \div 10^8$  ом. При специальном выборе электронных ламп это сопротивление может быть повышено до  $10^9$  ом. Отношение энергии шума к энергии сигнала в усилителе с противошумовой коррекцией будет в этом случае меньше, чем в случае обычного реостатного усилителя при усиливаемой полосе частот в  $2 \cdot 10^6$  гц (соответствующей современному высококачественному телевидению), примерно в  $10^6$  раз, что позволит усиливать фототоки в  $10^3$  раз меньшей амплитуды.

Дальнейшее повышение сеточного сопротивления возможно только при конструировании специальных ламп с очень малыми ионными токами. Как мы видим, требование, предъявляемое к лампе с точки зрения борьбы с тепловыми флуктуациями, вполне совпадает с требованиями, предъявляемыми к лампе с точки зрения борьбы с шрот-эффектом.

Как мы уже указывали, омическое сопротивление корригирующей самоиндукции должно быть при большом входном сопротивлении достаточно мало, так как оно должно удовлетворять отношению

$$r = \frac{L}{R'_0 C'} .$$

Примерные расчеты реальных, встречающихся на практике случаев дают для омических сопротивлений самоиндукций такие малые значения, получение которых представляет собой некоторую проблему, например, при практически легко достижимом входном сопротивлении  $R = 10^8$  ом и при значении  $L = 10^{-4}$  гн, что при паразитной емкости шунтирующей самоиндукции в 50 пф, соот-

ветствующей полосе частот  $2 \cdot 10^6$  гц, необходимой для передачи высококачественного телевидения, значение омического сопротивления самоиндукции составляет всего  $2 \cdot 10^{-2}$  ом. Получить такое маленькое омическое сопротивление на очень низких частотах, на которых это сопротивление как раз и служит для компенсации падения усиления фототока, не представляет никаких трудностей. Большие трудности, однако, представляет сохранить это значение при повышении частоты вследствие увеличения омического сопротивления при повышенных частотах из-за токов Фуко и скин-эффекта. Как показали наши опыты, результатом зависимости омического сопротивления катушки самоиндукции от частоты является образование на частотной характеристике скорректированного усилительного устройства некоторых горбов, максимумов нерезонансного характера. Применение для намотки катушки литцендрата в большой степени помогает устранению этих горбов и дает возможность получить равномерное усиление в полосе частот до  $10^6$  гц, но только при сравнительно небольших значениях входного сопротивления до  $10^6$  ом.

Выходом из положения может явиться такой способ коррекции частотной и фазовой характеристик усиления фототока, при котором не было бы необходимости в очень малом собственном омическом сопротивлении самоиндукции. Как известно, эффект повышения сопротивления от токов Фуко и скин-эффекта резко падает с уменьшением диаметра проволоки и его удельного сопротивления, и, таким образом, схема коррекции с применением самоиндукции с большим омическим сопротивлением, избавив нас от токов Фуко и скин-эффекта, дала бы нам возможность получить совершенную противощумовую коррекцию. Конкретно такая схема

может быть осуществлена, например, следующим образом [10]. Катушка самоиндукции, намотываемая из проволок малого сечения и большого удельного сопротивления и обладающая поэтому очень малой составляющей активного сопротивления, связанной током Фуко и скин-эффекту

(притом не только относительно, но и абсолютно малой), и большим активным сопротивлением, не зависящим от частоты, включается не непосредственно в анодную цепь, как это имеет место в исследованной нами схеме рис. 4, а по схеме моста Уитстона так, как дано на рис. 5. Легко показать, что такое включение самоиндукции на низких частотах эквивалентно непосредственному включению самоиндукции

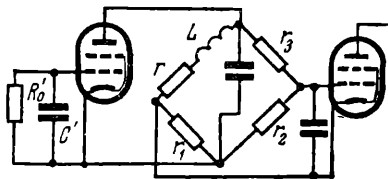


Рис. 5

$$L_1 = \frac{r_2 L}{r_1 + r_2 + r_3 + r}$$



последовательно с омическим сопротивлением

$$r' = \frac{r_2 r' - r_1 r_3}{r + r_1 + r_2 + r_3}.$$

Условия коррекции на низких частотах представляются в этом случае следующим образом:

$$R'_0 C' = \frac{L_1}{r_1} = \frac{r_2 L}{r_2 r' - r_1 r_3}.$$

Условия коррекции частотных искажений на высоких частотах могут быть найдены вышеупомянутым способом сведения к нулю двух возможных в этой схеме резонансных частот, что математически выражается в приравнивании нулю первой и второй производных выражения коэффициента усиления этой схемы по частоте при частоте, равной нулю. Результаты, которые могут быть получены от этой схемы противозумовой коррекции, с точки зрения устранения шумов тепловых флуктуаций во входном сопротивлении и подавлении шумов в самом усилителе, весьма удовлетворительны, но эта схема обладает одним весьма существенным практическим недостатком, заключающимся в необходимости совершенно раздельного питания корригирующего каскада.

Схему, обладающую всеми достоинствами только что рассмотренной мостичной схемы и лишенную указанного выше недостатка, можно получить, если вместо самоиндукции в схеме рис. 3 включить трансформатор с достаточно большими омическими сопротивлениями его обмоток так, как показано на рис. 6.

Пренебрегая взаимной емкостью обмоток трансформатора (которая может быть сделана достаточно малой, если не стремиться одновременно к очень малому коэффициенту рассеяния трансформатора) и сопротивлением потерь на токи Фуко и скин-эффект, которые могут быть сделаны также достаточно малыми, мы можем эквивалентную схему такого трансформатора представить

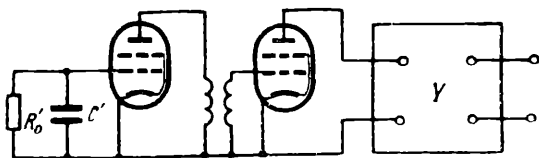


Рис. 6

так, как показано на рис. 7, а полную схему противозумовой коррекции представить на рис. 8. Если величины самоиндукций  $L$ ,  $L_1$ ,  $L_2$  и сопротивлений  $r_1$  и  $r_2$  настолько малы, что в рассматриваемом диапазоне частот еще не сказываются шунтирующие их емкости, то включение такого трансформатора эквивалентно включению чистой индуктивности  $L$ . Имея возможность пренебре-

гать внутренними проводимостями электронных ламп и их сеточных цепей и включая такой трансформатор в один из каскадов усилителя, получим полную коррекцию частотных и фазовых искажений, происходящих в этом усилителе при бесконечно большом входном омическом сопротивлении, т. е. при чисто реактивном емкостном входном сопротивлении. Зато при конечном значении входного омического сопротивления мы получим падение усиления и сдвиг фазы на низких частотах. Легко убедиться, что эти искажения точно подобны искажениям на низкой частоте, происходящим благодаря переходной емкости, и могут быть скорректированы тем же методом, каким последние корректируются в обыкновенном усилительном сопротивлении. Действительно,

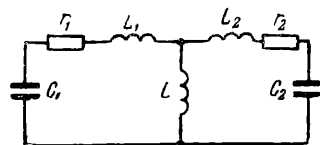


Рис. 7

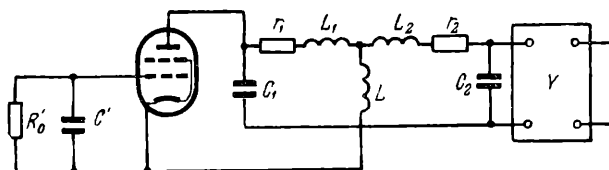


Рис. 8

сравнивая выражения для коэффициента усиления тока вышеописанного усилителя

$$K_1 = \frac{R'_0 \sin \omega L y}{1 + i \omega R'_0 C'}$$

с выражением для коэффициента, на который умножается коэффициент усиления каскада при наличии переходной емкости  $C_g$ ,

$$p = \frac{i \omega C_g R_g}{1 + i \omega C_g R_g},$$

мы убеждаемся в том, что эти выражения отличаются друг от друга постоянным множителем. Искажения на низкой частоте, вызываемые в обычном усилителе на сопротивлениях, благодаря переходной емкости могут быть, как известно, скорректированы посредством включения последовательно с анодным сопротивлением некоторого развязывающего сопротивления, шунтированного некоторой развязывающей емкостью. Как показано нами в другой работе [11], условием коррекции частотной характеристики является в этом случае уравнение

$$k = \sqrt{m^2 + 2m},$$

а условием коррекции фазовой характеристики — уравнение

$$k = m,$$

где  $k$  есть отношение постоянной времени развязывающего сопротивления к постоянной времени сеточного сопротивления, а  $m$  — отношение величины развязывающего сопротивления к величине анодного сопротивления.

Эта же схема коррекции может быть применена для коррекции искажения на низкой частоте, происходящего из-за трансформатора в схеме противошумовой коррекции. Для этого необходи-

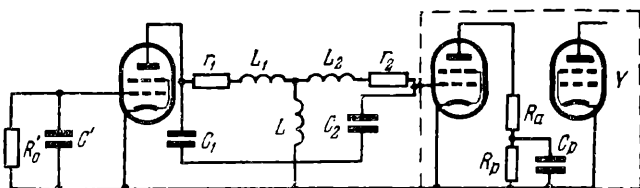


Рис. 9

мо в одном из каскадов такого усилителя сделать переходную емкость настолько большой, чтобы искажениями на низкой частоте в этом каскаде можно было пренебречь и последовательно с анодным сопротивлением этого каскада усиления включить развязывающее сопротивление параллельно с развязывающей емкостью, которые служат для коррекции искажений на низкой частоте, обязанных трансформатору. Вся схема противошумовой коррекции, включающая в себе высокочастотную коррекцию в виде трансформатора и низкочастотную в виде развязывающего сопротивления, дана на рис. 9.

Условия коррекции на низкой частоте останутся теми же, что и в случае коррекции искажений, происходящих благодаря переходной емкости. Необходимо только будет вместо постоянной времени сеточного сопротивления подставить в уравнение постоянную времени входного сопротивления усилителя фототоков. Условия коррекции на высокой частоте, определяющие допустимую величину самоиндукции  $L$  трансформатора и соответствующую величину коэффициента усиления схемы, могут быть найдены тем же способом сведения к нулю возможных в этой схеме резонансных частот.

В настоящей схеме возможны уже три резонансные частоты, которые соответствующим подбором омических сопротивлений и самоиндукций рассеяния можно свести к нулю.

Выражение для модуля коэффициента усиления этой схемы представится в виде

$$|K_1|^2 = \frac{S^2 y^2 L^2}{C'^2} \frac{1}{(1 - \omega^2 a + \omega^4 b)^2 + \omega^2 (d - \omega^2 e)^2},$$

$$\begin{aligned} \text{где } a &= C_2 r_2 C_1 r_1 + L_1 C_1 + L_2 C_2 + L C_2 + L C_1; \\ b &= L_1 L_2 C_1 C_2 + L_1 L C_1 C_2 + L_2 L C_2 C_1; \\ d &= C_2 r_2; \\ e &= L_1 C_1 C_2 r_2 + L C_1 C_2 r_2 + L_2 C_2 C_1 r_1 + L C_2 C_1 r_1. \end{aligned}$$

Приравнивая нулю первую, вторую и третью производные этого выражения по частоте при частоте, равной нулю, получаем условия коррекции:

$$\begin{aligned} -2a + d^2 &= 0, \\ 2b + a^2 - 2de &= 0, \\ -2ba + e^2 &= 0. \end{aligned}$$

Подбор величин самоиндукции рассеяния, найденных из этих условий коррекции, проще всего производить, включая последовательно с обмотками трансформатора некоторые дополнительные индуктивности.

Рассмотрим для краткости один случай, когда в первичной обмотке трансформатора  $r_1=0$  и последовательно с ним включенная самоиндукция рассеяния  $L_1=0$ . Этот практически нереальный случай даст нам, однако, представление о степени коррекции рассматриваемой схемы противозумовой коррекции.

Решая совместно условия коррекции для этого случая, мы найдем параметры скоррегированной схемы:

$$r_2 = \frac{\sqrt[4]{2} \sqrt{\frac{L}{C}}}{\sqrt{3-2} \sqrt{2}}; \quad L_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} L; \quad n = \frac{C_1}{C_2} = \frac{1}{\sqrt{2}}.$$

Коэффициент усиления будет равен

$$|K_1|^2 = \frac{S^2 y^2 L^2}{C'^2} \frac{1}{1 + \frac{1}{(\sqrt{2}+1)^4} \omega^8 L^4 C^4},$$

где  $C=C_1+C_2$  — общая паразитная емкость ламп коррегирующего каскада.

Полагая по-прежнему допустимым падение усиления на верхней граничной частоте передаваемой полосы частот в 10%, получаем для допустимой величины самоиндукции

$$L \approx \frac{1,7}{\omega'^2 C}.$$

Начальный коэффициент усиления будет равен

$$|K_1| = \frac{LSy}{C'} = \frac{1,7Sy}{\omega'^2 C' C}.$$

Сравнивая его с допустимым начальным коэффициентом усиления обычного реостатного усилителя, мы видим, что он больше его примерно в 14 раз. Эта схема противозумовой коррекции дает,

таким образом, наряду с устранением шума тепловых флуктуаций на входном сопротивлении такое существенное повышение силы самого усиливаемого сигнала (в 14 раз), что она может явиться серьезным средством также в борьбе с другими помехами внутри усилителя (путем их подавления). Еще более эффективным становится применение этих схем при более высоких требованиях к частотным искажениям в усилителе; например, при допустимом падении усиления на верхней граничной частоте не в 10%, а в 5%, мы получаем при применении этой схемы в рассматриваемом выше частном случае повышение силы сигнала по сравнению с силой сигнала, даваемой обычным реостатным усилителем, уже в 22 раза.

Описанная схема коррекции может быть составлена и без реально существующего трансформатора, посредством включения соответствующих самоиндукций и сопротивлений, составляющих эквивалентную схему трансформатора, причем действие неизбежного собственного омического сопротивления катушки самоиндукции  $L$  (это омическое сопротивление должно быть притом достаточно большим для устранения влияния токов Фуко и скин-эффекта) может быть скомпенсировано подбором величины переходной емкости в одном из каскадов усиления.

При исследовании рассмотренных нами схем мы обращали внимание только на частотные характеристики усилительного устройства. Как известно, линейность фазовых характеристик имеет также значения для безыскаженной передачи сигнала, но в рассмотренных нами схемах отклонения фазовой характеристики от линейности в каскадах, в которых корректируется частотная характеристика, получаются небольшими, и, кроме того, они могут быть легко скорректированы в других каскадах усиления.

Кроме рассмотренных нами схем противозумовой коррекции, можно сконструировать ряд других схем, подчиняя их параметры описываемым выше способом двум основным условиям: мало-

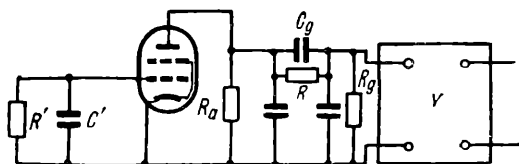


Рис. 10

му активному сопротивлению входа и возможно большему равномерному в заданном диапазоне частот коэффициенту усиления.

В частности, возможны схемы противозумовой коррекции, вовсе не содержащие самоиндукции (рис. 10), в которых элементом, корректирующим вход усилителя, служит емкостная связь между двумя каскадами усилителя. Условием коррекции в данном случае является равенство постоянной времени переходной емкости  $C_g$

(шунтированной некоторым сопротивлением  $R$ ) постоянной времени входа усилителя:

$$C_g R = C' R'.$$

Во избежание большого падения усиления на высоких частотах величина этой переходной емкости должна быть, кроме того, достаточно мала.

Падение усиления на высоких частотах, вызванное этой переходной емкостью и также паразитными емкостями, шунтирующими анодное и сеточное сопротивления  $R_a$  и  $R_g$ , может быть скорректировано включением некоторой самоиндукции  $L$ , например, последовательно с анодным сопротивлением так, как показано на рис. 11.

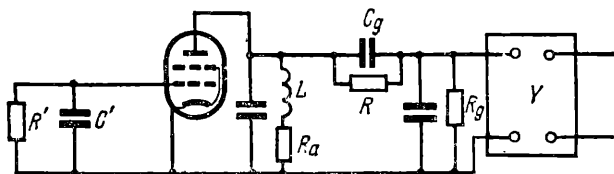


Рис. 11

Получающаяся при этом схема является смешанной схемой. При малом значении анодного сопротивления и большом значении самоиндукции она превращается в исследованную нами ранее схему рис. 4.

Описанный выше способ устранения шума во входном сопротивлении может быть применен и к анодным сопротивлениям каскада усиления. Анодную цепь электронной лампы можно рассматривать как источник некоторого тока

$$i = S U_g$$

(где  $S$  — статическая крутизна лампы и  $U_g$  — напряжение на ее сетке), протекающего через параллельную комбинацию анодного сопротивления и внутреннего сопротивления лампы, шунтируемую паразитной емкостью лампы.

При увеличении анодного сопротивления до бесконечности, так что активная составляющая этого сопротивления стремится к нулю, сопротивление анодной цепи и тепловые флуктуации определяются только внутренним сопротивлением лампы. Если в качестве анодного сопротивления находится самоиндукция, то даже в том случае, если эта самоиндукция обладает омическим сопротивлением, равным нулю, активное сопротивление анодной цепи не равно нулю и определяется величиной включенного параллельно самоиндукции сопротивления, т. е. внутреннего сопротивления лампы. Из этого следует тот вывод, что, с точки зрения устранения шумов тепловых флуктуаций в анодных цепях отдельных каскадов усиления желательно внутреннее сопротивление лампы де-

дать возможно большим. При этом условии, устраивая анодное сопротивление в виде почти чисто емкостного сопротивления (включая в анодную цепь очень большое омическое сопротивление) или почти чисто индуктивного сопротивления, мы сведем тепловые флуктуации к очень небольшой величине.

В случае, когда тепловые флуктуации в анодной цепи устраняются посредством включения очень большого омического сопротивления, эквивалентного включению почти чисто емкостного сопротивления, происходящие из-за этого частотные искажения мо-

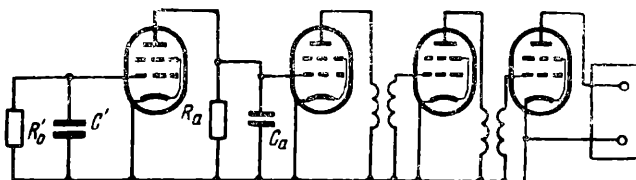


Рис. 12

гут быть скомпенсированы такими корректирующими каскадами, какие применялись нами в случае устранения шумов тепловых флуктуаций на входном сопротивлении. Например, в случае устранения шумов тепловых флуктуаций во входном сопротивлении и анодном сопротивлении первого каскада усиления схема противозумовой коррекции может быть осуществлена согласно рис. 12. В этом случае роли корректирующих каскадов и каскадов, в которых устраняются тепловые флуктуации, разделены между собой.

В том случае, когда тепловые флуктуации в усилительном каскаде устраняются посредством включения в его анодную цепь почти чисто индуктивного сопротивления, этот усилительный каскад может одновременно служить корректирующим каскадом для входа усилителя или другого каскада усиления, в анодной цепи которого включено большое омическое сопротивление. Однако полной взаимной коррекции получить при этом невозможно, так как если параллельно самоиндукции включить некоторое сопротивление, служащее для компенсации резонансных искажений в ней, то, как уже было указано, активное сопротивление будет определяться не малым собственным омическим сопротивлением самоиндукции, а величиной параллельно ей включенного сопротивления, и шумы тепловых флуктуаций не будут устранены. Компенсация этих резонансных искажений должна быть произведена в других каскадах усиления.

Необходимо еще обратить внимание на опасность самовозбуждения, возникающую при включении в анодную цепь лампы почти чистой самоиндукции благодаря емкости анод — сетка этой лампы. Во избежание этого приходится ставить весьма жесткие требования к экранировке анодной цепи корректирующего каскада от сеточной цепи и к величине проницаемости этой лампы. Послед-

нее требование совпадает с уже указанным выше требованием большого внутреннего сопротивления этой лампы.

Надо заметить, что устранение шумов в каскадах усиления из-за условий питания усилительного каскада представляет собой большие трудности. Но, принимая во внимание, что и требования к уровню шумов в усилительном каскаде ниже, чем во входном сопротивлении, можно, хотя и с трудом, добиться их выполнения.

Из указанных в начале статьи факторов, вызывающих шумы в усилителях, остался нерассмотренным флюксер-эффект. Этот эффект, являющийся следствием непостоянства эмиссии благодаря изменениям в поверхности эмиттера [1], не является таким универсальным, принципиальным свойством электронной лампы, как шрот-эффект, и проявляется только на частотах ниже 1000  $\text{гц}$ . Последняя особенность этого эффекта дает возможность предложить простое средство для борьбы с ним, заключающееся в том, что усиление в первых каскадах усилителя производится по двум параллельным усилительным трактам, по одному из которых производится усиление всей полосы частот от 1000  $\text{гц}$  и выше, а по другой — от 0 до 1000  $\text{гц}$ . Входное сопротивление усилителя, усиливающего низкие частоты, может быть сделано очень большим, соответствующим небольшой полосе усиливаемых низких частот. Сила сигнала на входном сопротивлении будет при этом настолько велика, что подавит собой все шумы, обязанные так называемому флюксер-эффекту.

Примерная схема усиления фототока, выполненная по этому принципу, представлена на рис. 13. В этой схеме два верхних каскада усиления служат для усиления высоких частот. На входе первой лампы включено очень большое сопротивление, так что входное сопротивление для высоких частот может считаться почти чисто емкостным; в аноде первой лампы усилителя включен трансформатор, служащий для коррекции частотной характеристики. Переходная емкость  $C''$  между первой и второй лампами служит для срезания низких частот, усиливаемых нижней усилительной лампой, на входе которой включено большое сопротивление, рассчитанное на полосу частот от 0 до 1000  $\text{гц}$ . Емкость  $C'''$ , шунтирующая анодное сопротивление этой усилительной лампы, служит для срезания высоких частот, усиливаемых верхними усилительными лампами. Последующее усиление производится по общему усилительному тракту усилителем  $У$ .

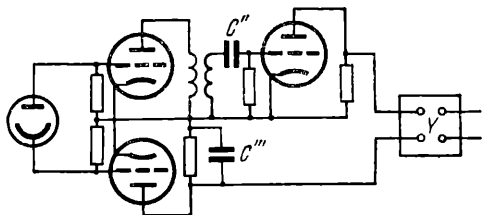


Рис. 13

Резюмируя, можно во всяком случае констатировать, что, в противоположность часто встречающимся в литературе утверждениям, тепловые флуктуации в сопротивлениях вовсе не являются



принципиально неустранимым фактором, ставящим предел усилению слабых сигналов. Описанным выше методом этот предел можно снизить в тысячи раз.

## Литература

1. Schottky W. «Phys. Rev», 28, 1926.
  2. Liewellyn F. B. «PIRE», 1930, № 2.
  3. Чистяков Н. И. «ИЭСТ», 1936, № 3.
  4. Pearson «Physics», 1935, 6.
  5. Nyquist. «Phys. Rev.», 32, 1928.
  6. Брауде Г. В. О коррекции частотных и фазовых характеристик усилительных устройств. ЖТФ, т. IV, вып. 9 и 10. (См. сборник стр. 5—45.)
  7. Брауде Г. В. О колебательных системах с безваттной связью. ЖТФ, т. I, вып. 1, 1931. (См. сборник стр. 232—246.)
  8. Брауде Г. В. Авторское свидетельство № 35908 от 10 апреля 1933 г. «Способ устранения шума в усилителе».
  9. Johnson. «Phys. Rev.», 32, 1928.
  10. Брауде Г. В. Авторское свидетельство № 40470 от 20 октября 1933 г. «Устройство для устранения влияния скин-эффекта и токов Фуко на частотную характеристику катушек самоиндукции».
  11. Брауде Г. В. О коррекции усилительных устройств на низкой частоте. ЖТФ, т. VI, вып. 8, 1936. (См. сборник стр. 88—96).
-

## Способ сложной противошумовой коррекции<sup>1)</sup>

В работе [1] нами был описан способ устранения шумов тепловых флуктуаций на входе лампового усилителя фототока, заключающийся в том, что входное омическое сопротивление<sup>2)</sup> делается настолько большим, что в пределах усиливаемой полосы частот полное сопротивление входа имеет в основном реактивный характер и активная составляющая этого полного сопротивления, определяющая шум входа, исчезающе мала, вызванные же на входе усилителя частотные искажения компенсируются в ламповом усилителе соответствующей корректирующей цепью [2].

В упомянутой работе подробно исследован случай коррекции простой входной цепи, составленной из параллельно включенных емкости входа усилителя и входного омического сопротивления.

Частотные искажения, вызванные в такой цепи, при увеличении входного сопротивления легко компенсируются посредством включения в анодную цепь лампы одного из каскадов усиления корректирующей катушки самоиндукции, имеющей постоянную времени, равную постоянной времени входа.

Эта схема, которую можно назвать простой схемой противошумовой коррекции, нашла в настоящее время широкое распространение в телевизионной технике у нас и за границей, так как она позволяет существенно повысить чувствительность передающих телевизионных систем, уничтожая шумы входного сопротивления и сводя практически шумы усилительного тракта к шумам первой лампы усилителя.

Легко показать, что и шумы первой лампы в усилителе с такой противошумовой коррекцией будут несколько подавлены.

---

<sup>1)</sup> «Известия электротехники слабого тока», 1941, № 6.

<sup>2)</sup> Под входным омическим сопротивлением мы понимаем здесь и в дальнейшем сопротивление входа постоянному току.

Шумы первой лампы обязаны в основном дробовому эффекту ее анодного тока. Рассчитаем отношение квадрата эффективного напряжения этих шумов к квадрату эффективного напряжения сигнала на выходе усилителя в случае обычного усилителя и в случае усилителя с противозумовой коррекцией.

Представим обычный усилитель фототока так, как это показано на рис. 1.

Величина входного омического сопротивления в обычном усилителе может быть определена формулой

$$R_1 = \frac{1}{\omega' C_1},$$

где  $\omega'$  — верхняя граница усиливаемой полосы частот,

$C_1$  — входная емкость усилителя, составленная из емкости фотозлемента и входной емкости лампы. При такой величине входного омического сопротивления входная цепь может быть легко скорректирована посредством

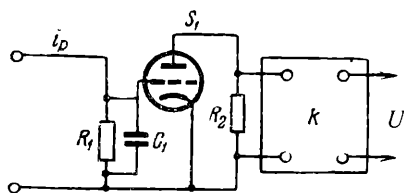


Рис. 1

включения в нее некоторой индуктивности, так что полное сопротивление входа вплоть до частоты  $\omega'$  практически неизменно и равно  $R_1$ . Обозначая эффективное значение фототока через  $i_p$ , крутизну первой лампы через  $S_1$  (первую лампу выбираем экра-

нированной так, что ее динамическая крутизна совпадает со статической), анодное сопротивление первой лампы через  $R_a$  и коэффициент усиления после первой лампы через  $k$ , получим квадрат эффективного напряжения сигнала фототока на выходе обычного усилителя в виде

$$U^2 = i_p^2 \frac{1}{\omega'^2 C_1^2} S_1^2 R_a^2 k^2.$$

Шум дробового эффекта анодного тока подчиняется, как известно, формуле Шоттки. Влияние объемного заряда, с одной стороны, и ионизация, — с другой, изменяют значение этого шума против рассчитанного по формуле Шоттки. Это изменение может быть учтено некоторым коэффициентом, обычно меньшим единицы и потому называемым коэффициентом депрессии<sup>1)</sup>, так что квадрат эффективного напряжения шума на выходе обычного усилителя, обязанного анодному току первой лампы, будет

$$\bar{U}^2 = 2D \varepsilon I_a \int_0^{\omega'} R_a^2 k^2 d\omega = 2D \varepsilon I_a R_a^2 k^2 \omega'.$$

<sup>1)</sup> Величина этого коэффициента больше теоретического значения коэффициента депрессии, учитывающего только действие объемного заряда.

где  $\epsilon$  — заряд электрона;  $I_a$  — анодный ток первой лампы;  $D$  — коэффициент депрессии.

Отношение квадрата эффективного напряжения шумов к квадрату эффективного напряжения сигнала в случае обычного усилителя представляется таким образом:

$$\alpha_0 = \frac{\bar{U}^2}{U^2} = \frac{2D \epsilon I_a \omega'^3 C_1^2}{i_p^2 S_1^2}.$$

Рассчитаем это же отношение в случае усилителя с противозумовой коррекцией, представленного на рис. 2, в котором корректирующая катушка включена в анодную цепь первой лампы усилителя. Условие коррекции частотной характеристики его входной цепи представляется, как известно, в виде  $\frac{L}{r} = R_1 C_1$ , где  $L$  — самоиндукция, а  $r$  — омическое сопротивление корректирующей катушки самоиндукции.

При этом квадрат эффективного напряжения сигнала фототока на выходе усилителя представляется в виде

$$\bar{U}^2 = i_p^2 S_1^2 \frac{L^2}{C_1^2} k^2,$$

где  $S_1$  — крутизна первой лампы;  $k$  — коэффициент усиления усилителя после первой лампы. Квадрат эффективного напряжения сигнала на выходе усилителя не зависит, таким образом, как мы видим, от величины входного сопротивления.

Квадрат эффективного напряжения шума, обязанного анодному току первой лампы, будет косвенно зависеть от величины входного сопротивления, поскольку

от этой величины зависят соотношение между омическим сопротивлением и самоиндукцией корректирующей цепи и, следовательно, частотная характеристика усилителя.

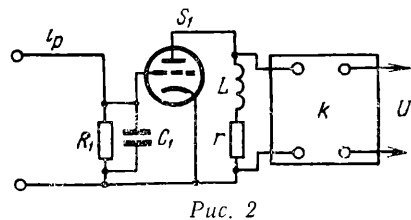
Рассмотрим предельный случай противозумовой коррекции, когда входное омическое сопротивление равно бесконечности.

В этом случае полное сопротивление входа равно  $Z_1 = \frac{1}{i \omega C_1}$

и коррекция частотной характеристики входной цепи достигается при  $r=0$ , т. е. включением в анодную цепь первой лампы усилителя самоиндукции  $L$ .

Квадрат эффективного напряжения шума, обязанного анодному току первой лампы на выходе этого усилителя, усиление которого пропорционально частоте, представится в виде

$$\bar{U}^2 = 2D \epsilon I_a \int_0^{\omega'} \omega^2 L^2 k^2 d\omega = 2D \epsilon I_a L^2 k^2 \frac{\omega'^3}{3}.$$



Отношение квадрата эффективного напряжения шума к квадрату эффективного напряжения сигнала в случае усилителя с предельной противозумовой коррекцией (когда входное омическое сопротивление равно бесконечности) будет

$$\alpha_1 = \frac{\bar{U}^2}{U^2} = \frac{2D \varepsilon I_a \omega'^3 C_1^2}{3i_p^2 S_1^2}.$$

Сравнивая это отношение с тем же отношением в случае обыкновенного усилителя, мы видим, что оно в 3 раза меньше последнего.

Таким образом, в случае предельной противозумовой коррекции, соответствующей бесконечно большому входному омическому сопротивлению, при которой шумы тепловых флуктуаций от входной цепи усилителя сводятся к нулю, происходит также и некоторое подавление шумов первой лампы.

Степень этого подавления можно характеризовать корнем квадратным из отношения между значениями  $\alpha$  в случае обыкновенного усилителя и в случае усилителя с противозумовой коррекцией. Это отношение  $\gamma$  при рассмотренной нами простой схеме противозумовой коррекции в предельном случае, когда входное омическое сопротивление равно бесконечности, представится

$$\gamma = \sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}} = \sqrt{3} = 1,73.$$

В случае, когда входное омическое сопротивление не равно бесконечности, величина  $\gamma$  лежит между 1 и 1,73. Предельный случай противозумовой коррекции соответствует, таким образом, не только нулевому значению шума тепловых флуктуаций входа, но и минимальному значению шума первой лампы усилителя.

Чем шире усиливаемая полоса частот, тем меньше величина входного омического сопротивления, соответствующая случаю отсутствия противозумовой коррекции, и тем больше удельный вес шумов первой лампы по отношению к шумам тепловых флуктуаций входа.

При принятой в настоящее время четкости телевизионной передачи и соответствующей ей полосе частот выигрыш от частичного подавления шумов первой лампы, происходящий при применении противозумовой коррекции, уже становится соизмеримым с выигрышем от подавления шумов тепловых флуктуаций входа.

Возникает вопрос, нельзя ли при более сложной схеме входной цепи и соответствующей ей более сложной схеме цепи последующей коррекции вместе с устранением шумов тепловых флуктуаций во входной цепи получить большую степень подавления шумов первой лампы, чем при описанной выше простой схеме противозумовой коррекции.

В работе [3] мы предлагали для подавления шумов усилителя разделять частичные емкости входа (емкость фотоэлемента и емкость сетки первой лампы) некоторой самоиндукцией, создавая, таким образом, на базе этих двух частичных емкостей схемы, представленные на рис. 3а, б, где  $C_1$  и  $C_2$  — частичные емкости входа. В упомянутой работе было показано, что при соответствующем подборе параметров этих схем входной цепи можно получить рав-

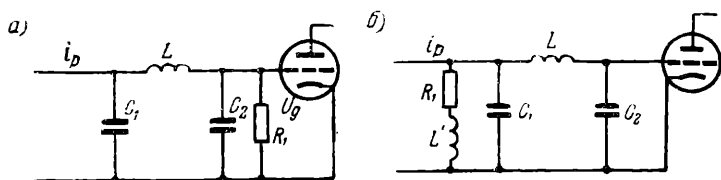


Рис. 3

номерное повышение входного сигнала во всем диапазоне усиливаемых частот и соответствующее подавление шумов усилителя. При таком равномерном по частоте увеличении входного сигнала растут, однако, и шумы тепловых флуктуаций во входном сопротивлении.

Применяя к сложным входным цепям, представленным на рис. 3а, б, способ противошумовой коррекции, т. е. увеличивая входное сопротивление настолько, что в пределах усиливаемой полосы частот полное сопротивление входа имеет в основном реактивный характер, и компенсируя возникающие при этом частотные искажения соответствующими корректирующими цепями, мы можем в таких сложных схемах противошумовой коррекции получить наряду с устранением шума тепловых флуктуаций во входном сопротивлении большую степень подавления шумов первой лампы, чем при рассмотренной выше простой схеме противошумовой коррекции.

Схема рис. 3б более эффективна, чем схема рис. 3а. Однако при очень большом входном омическом сопротивлении она не может быть практически реализована, так как при омическом сопротивлении, стремящемся к бесконечности, включенная последовательно с омическим сопротивлением самоиндукция должна также стремиться к бесконечности. Схема рис. 3а не представляет трудностей как в отношении реализации ее при больших входных омических сопротивлениях, так и в построении соответствующих ей корректирующих цепей. Эффективность ее хотя и меньше, чем эффективность схемы рис. 3б, но все же, как мы дальше увидим, достаточно велика.

Эта схема входной цепи с соответствующими ей корректирующими цепями была в основном разработана нами еще в 1938 г.

Проблема шумов в то время еще не стояла столь остро, чтобы оправдать большую сложность коррекции, свойственную этой схеме. С тех пор развитие телевидения в направлении большей четкости и соответственно большей полосы частот сильно обострило проблему борьбы с шумами вообще и в особенности с шумами первой лампы, поскольку их удельный вес растет с повышением полосы частот, что заставило нас в 1940 г. снова вернуться к разработке этой схемы.

Ниже будет изложено теоретическое исследование схем коррекции такой входной цепи, которые мы будем называть схемами сложной противозумовой коррекции, в двух принципиальных вариантах: без применения обратной связи и с применением обратной связи.

Идеализированная схема сложной противозумовой коррекции без обратной связи. Рассмотрим противозумовую коррекцию входной цепи, построенной по схеме рис. 3а в предельном случае, когда входное омическое сопротивление, включенное в данном случае на выходе фильтра, равно бесконечности.

В этом случае отношение напряжения на выходе фильтра, т. е. на сетке, к силе тока на входе, т. е. к силе фототока, представляющее собой частотную характеристику входной цепи, имеет следующий вид:

$$\frac{U_g}{i_p} = \frac{1}{i \omega (C_1 + C_2) \left( 1 - \omega^2 L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \right)},$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — частичные емкости входа (емкость фотоэлемента и емкость сетки первой лампы),  $L$  — самоиндукция, разделяющая частичные емкости.

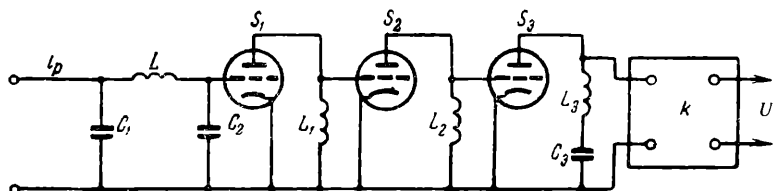


Рис. 4

Для коррекции такой частотной характеристики входа могут быть использованы три корректирующие цепи в виде двух самоиндукций  $L_1$  и  $L_2$  и одного последовательного резонансного контура  $L_3 C_3$ , расположенных отдельно в трех каскадах усилителя, как это показано на рис. 4, на котором представлена также и описанная

выше входная цепь усилителя<sup>1)</sup>. В случае применения ламп с достаточно большим внутренним сопротивлением коэффициент усиления

$$K = S_1 S_2 S_3 i \omega L_1 L_2 \frac{(1 - \omega^2 L_3 C_3)}{C_3} k,$$

где  $S_1, S_2, S_3$  — крутизны ламп, в аноды которых включены корректирующие цепи,  $k$  — общий коэффициент усиления остальных обыкновенных реостатных каскадов усиления.

Эффективное напряжение сигнала фототока на выходе этого усилителя

$$U = i_p S_1 S_2 S_3 k \frac{L_1 L_2}{(C_1 + C_2) C_3} \frac{(1 - \omega^2 L_3 C_3)}{\left(1 - \omega^2 L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}\right)},$$

где  $i_p$  — эффективная сила фототока, входящего во входной фильтр.

Легко видеть, что для получения независимости этого выражения от частоты достаточно удовлетворить условию  $L_3 C_3 = L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$ .

В этом случае квадрат эффективного напряжения фототока на выходе

$$U^2 = i_p^2 S_1^2 S_2^2 S_3^2 k^2 \frac{L_1^2 L_2^2}{(C_1 + C_2)^2 C_3^2}.$$

Квадрат эффективного напряжения шума анодного тока первой лампы в таком усилителе

$$\begin{aligned} \bar{U}^2 &= 2D \varepsilon I_a \int_0^{\omega'} S_2^2 S_3^2 \omega^2 L_1^2 L_2^2 \frac{(1 - \omega^2 L_3 C_3)^2}{C_3^2} k^2 d\omega = \\ &= 2D \varepsilon I_a S_2^2 S_3^2 \frac{L_1^2 L_2^2}{C_3^2} k^2 \int_0^{\omega'} \omega^2 (1 - \omega^2 L_3 C_3^2) d\omega \end{aligned}$$

или

$$\bar{U}^2 = 2D \varepsilon I_a S_2^2 S_3^2 \frac{L_1^2 L_2^2}{C_3^2} k^2 \left( \frac{\omega'^3}{3} - \frac{2}{5} \omega'^5 L_3 C_3 + \frac{1}{7} \omega'^7 L_3^2 C_3^2 \right).$$

<sup>1)</sup> На рис. 4 дана принципиальная схема. На ней так же, как и на других принципиальных схемах, не представлены цепи питания, переходные конденсаторы, утечки и другие несущественные для принципиального рассмотрения вопроса детали.



Представляя  $L_3 C_3 = \frac{n}{\omega'^2}$ , мы получим для квадрата эффективно-го напряжения шума первой лампы выражение

$$\bar{U}^2 = 2D \varepsilon I_a S_2^2 S_3^2 \frac{L_1^2 L_3^2}{C_3^2} k^2 \omega'^3 \left( \frac{1}{3} - \frac{2}{5} n + \frac{1}{7} n^2 \right),$$

которое при  $n = \frac{7}{5} = 1,4$  имеет минимум и равно

$$\bar{U}^2 = 2D \varepsilon I_a S_2^2 S_3^2 \frac{L_1^2 L_3^2}{C_3^2} k^2 \omega'^3 \frac{1}{18,75}.$$

Квадрат эффективного напряжения шума имеет, таким образом, минимум при  $L_3 C_3 = \frac{1,4}{\omega'^2}$ , что соответствует в условиях коррекции входа минимуму при  $L = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} = \frac{1,4}{\omega'^2}$ .

Отношение квадрата эффективного напряжения шума первой лампы к квадрату эффективного напряжения сигнала на выходе усилителя имеет также минимум при

$$L_3 C_3 = L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} = \frac{1,4}{\omega'^2}$$

и равно

$$\alpha^2 = \frac{\bar{U}^2}{U^2} = \frac{2D \varepsilon I_a \omega'^3 C_1^2}{18,75 i_p^2 S_1^2}.$$

Сравнивая это отношение с тем же отношением для обыкновенного усилителя, мы находим величину  $\gamma'$ , характеризующую степень подавления шумов первой лампы усилителя при применении схемы сложной противозумовой коррекции в предельном случае, когда  $R_1 = \infty$ :

$$\gamma' = \sqrt{\frac{a_0}{a_2}} = \sqrt{18,75} = 4,33.$$

Сравнивая величину  $\gamma$  и  $\gamma'$ , мы видим, что в случае сложной противозумовой коррекции подавление шумов происходит больше, чем в случае простой противозумовой коррекции, в 2,5 раза.

Физический смысл сложной схемы противозумовой коррекции заключается, по существу, в повышении уровня входного напряжения по сравнению с простой схемой противозумовой коррекции, происходящего благодаря разделению частичных емкостей входа. Это повышение происходит в условиях противозумовой коррекции неравномерно во всем диапазоне частот. Повышение достигает максимума при резонансе входного фильтра на частоте

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}},$$

и, наконец, переходит при некоторой частоте, равной  $\omega = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}}$ ,

в понижение. На рис. 5 представлены частотные характеристики входного напряжения (напряжение на сетке первой лампы) при простой (кривая 1) и при сложной (кривая 2) схемах противозумовой коррекции. Для того чтобы скорректировать частотную характеристику входа, частотная характеристика усилителя должна быть обратной функцией ее. Частотные характеристики, обратные частотным характеристикам входа, представлены на рис. 5 пунктиром (кривая 1') для простой схемы противозумовой коррекции и кривой 2' — для сложной.

Как мы видим, до частоты  $\omega = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}} = \frac{1,414}{\sqrt{L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}}$

частотная характеристика усилителя, соответствующая сложной схеме противозумовой коррекции, идет ниже частотной характеристики, соответствующей простой схеме противозумовой коррекции. Это и определяет меньший уровень шумов первой лампы усилителя в случае сложной схемы противозумовой коррекции и оптимум его при  $L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} = \frac{1,4}{\omega'^2}$ .

Реальная схема сложной противозумовой коррекции без обратной связи, ее детальный расчет<sup>1)</sup>). Рассмотренный предельный случай противозумовой коррекции, когда входное омическое сопротивление равно бесконечности, принципиально недостижим, однако к нему можно настолько близко подойти, что получающийся при этом эффект подавления шумов практически не отличается от рассчитанного в предельном случае.

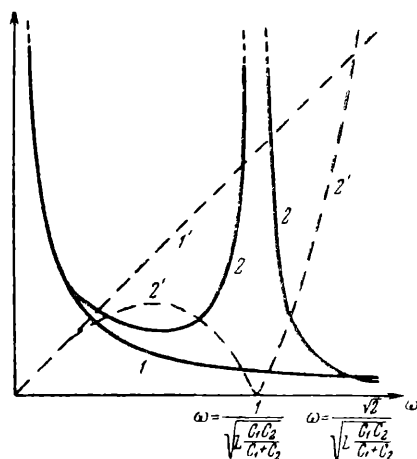


Рис. 5

Что касается коррекции частотной характеристики, то она

<sup>1)</sup> Описанная ниже реальная схема противозумовой коррекции, состоящая из трех корректирующих цепей, дает возможность полной коррекции частотной характеристики во всем диапазоне частот до граничной частоты  $\omega'$ , превышающей резонансную частоту входной цепи в  $\sqrt{1,4}$  и более раз. В последующем [7] была разработана более простая схема, состоящая из двух корректирующих цепей, при которой на граничной частоте, превышающей резонансную частоту в  $\sqrt{1,4}$  раза, неизбежно в большинстве случаев практически приемлемое падение частотной характеристики на 14%.

при реально достижимой большой величине входного омического сопротивления все же существенно нарушается, если мы не внесем соответствующих изменений в описанные выше цепи коррекции.

В цепи коррекции необходимо также учесть собственное омическое сопротивление катушки самоиндукции входного фильтра.

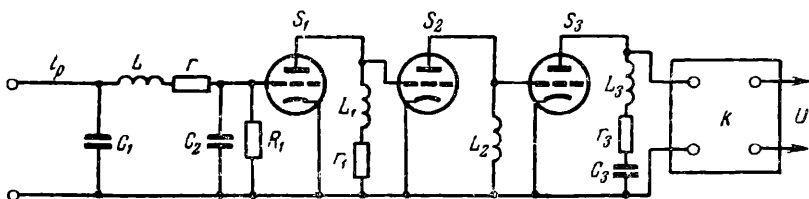


Рис. 6

Для учета конечной величины входного омического сопротивления  $R_1$  и омического сопротивления  $r$  катушки самоиндукции входного фильтра необходимо в цепях коррекции последовательно с одной из самоиндукций, например  $L_1$ , в последовательный контур  $L_3C_3$  включить соответственно некоторые сопротивления  $r_1$  и  $r_3$ , как показано на рис. 6. Условия взаимной коррекции представляются в этом случае в виде:

$$\left. \begin{aligned} r_3 C_3 &= \frac{L}{R_1} \frac{C_1^2}{(C_1 + C_2)^2} + r \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \\ L_3 C_3 &= L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \left[ 1 + \frac{L C_1}{R_1^2 (C_1 + C_2)^2} + \frac{r C_1 C_2}{R_1 (C_1 + C_2)^2} \right] \\ \frac{L_1}{r_1} &= R_1 (C_1 + C_2) + r C_1 + \frac{L}{R_1} \frac{C_1 C_2}{(C_1 + C_2)^2} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Эти условия коррекции найдены методом сравнения коэффициентов при одинаковых степенях  $\omega$  в выражении для отношения напряжения сигнала на выходе усилителя к силе фототока на его входе:

$$\frac{U}{i_p} = R_1 r_1 S_1 S_2 S_3 \frac{L_2}{C_3} k \frac{(1 - \omega^2 L_3 C_3 + i \omega r_3 C_3) \left( 1 + i \omega \frac{L_1}{r_1} \right)}{(1 - \omega^2 L C_1 + i \omega r C_1) (1 + i \omega R_1 C_2) + i \omega R_1 C_1}.$$

Решая совместно найденные таким образом три уравнения, получим: два линейных уравнения, связывающих  $L_3 C_3$ ;  $r_3 C_3$  и  $\frac{L_1}{r_1}$  и одно кубическое уравнение для  $L_3 C_3$ . Имея в виду, что корень этого кубического уравнения при большом  $R_1$  не может сильно отличаться от значения  $L_3 C_3 = L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$ , найденного нами для  $R_1 = \infty$ ,

получим приближенное значение этого корня по способу Ньютона, ограничиваясь первым приближением<sup>1)</sup>

$$x = x_0 - \frac{f(x_0)}{f'(x_0)}.$$

Подставляя найденное значение в два других линейных уравнения и делая соответствующие приближения, получаем приведенные выше условия коррекции (1).

При достаточно большом входном омическом сопротивлении второе из приведенных условий коррекции мало отличается от представленного ранее условия коррекции в случае бесконечно большого входного омического сопротивления  $L_3 C_3 = L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$ , а третье условие коррекции может быть без большой погрешности также упрощено и представлено в виде  $\frac{L_1}{r_1} = R_1 (C_1 + C_2)$ . Все три условия коррекции принимают, таким образом, следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} r_3 C_3 &= \frac{L}{R_1} \frac{C_1^2}{(C_1 + C_2)^2} + r \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \\ L_3 C_3 &= L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \\ \frac{L_1}{r_1} &= R_1 (C_1 + C_2) \end{aligned} \right\}. \quad (2)$$

Цепь коррекции в схеме рис. 6, включенная в анодную цепь третьей лампы и представляющая собой последовательный колебательный контур  $L_3 C_3 r_3$ , не может быть практически осуществлена, так как она препятствует подаче напряжения питания на анод лампы. Для осуществления питания анодной цепи можно шунтировать эту цепь некоторым омическим сопротивлением  $R'$ . Чтобы не нарушить этим условия коррекции (2), необходимо в цепи второй лампы последовательно с самоиндукцией  $L_2$  включить омическое сопротивление  $r_2$ , подобранное таким образом, чтобы общая частотная характеристика этих двух измененных цепей коррекции  $L_3 C_3 r_3 R'$  и  $L_2 r_2$  представлялась выражением, пропорциональным  $(1 - \omega^2 L_3 C_3)$ . [Общая частотная характеристика рассмотренных выше цепей  $L_2$  и  $L_3 C_3$  представляется в виде  $S_2 S_3 \frac{L_2}{C_3} (1 - \omega^2 L_3 C_3)$ ]. Вся схема коррекции принимает вид, данный на рис. 7.

<sup>1)</sup> Способ Ньютона здесь применяется не к нахождению численного значения корня, а к нахождению приближенного значения этого корня в общем виде, для чего в формуле  $x = x_0 - \frac{f(x_0)}{f'(x_0)}$ , где  $x = L_3 C_3$ ,  $x_0$  полагается равным  $L = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$ .

Как будет сейчас показано, можно действительно подобрать параметры цепей  $L_2 r_2$  и  $L_3 C_3 r_3 R'$  таким образом, что в рассматриваемом диапазоне частот общая частотная характеристика этих цепей с заданной степенью точности представляется выражением,

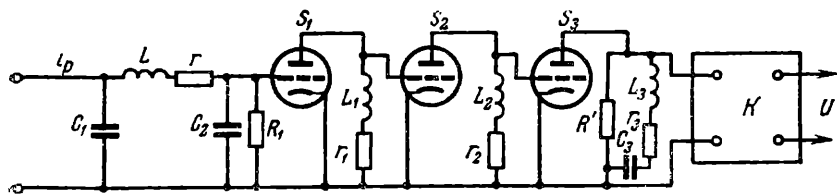


Рис. 7

пропорциональным  $(1 - \omega^2 L_3 C_3)$ . Расчет необходимых соотношений между параметрами  $L_3 C_3 R' L_2 r_2$  можно производить, пренебрегая влиянием сопротивления  $r_3$ , причем мы получим коэффициент усиления двух каскадов, содержащих упомянутые цепи коррекции второго и третьего каскадов усилителя (рис. 7), в виде

$$k_{2,3} = \frac{r_2 R' S_2 S_3 \left(1 + i \omega \frac{L_2}{r_2}\right) (1 - \omega^2 L_3 C_3)}{1 - \omega^2 L_3 C_3 + i \omega C_3 R'}.$$

Для получения необходимой частотной зависимости, пропорциональной  $(1 - \omega^2 L_3 C_3)$ , нужно добиться в рассматриваемой полосе частот выражения

$$\frac{1 + i \omega \frac{L_2}{r_2}}{1 - \omega^2 L_3 C_3 + i \omega C_3 R'}$$

минимальных отклонений от единицы.

В этом случае отношение напряжения на выходе усилителя к величине фототока на его входе, которое теперь может быть представлено в виде

$$\frac{U}{i_p} = R_1 r_1 r_2 R' S_1 S_2 S_3 k \frac{1 + i \omega \frac{L_2}{r_2}}{1 - \omega^2 L_3 C_3 + i \omega C_3 R'},$$

будет также минимально отклоняться от своего начального значения

$$\left(\frac{U}{i_p}\right)_0 = R_1 r_1 r_2 R' S_1 S_2 S_3 k.$$

Отношение

$$\alpha = \frac{\frac{U}{i_p}}{\left(\frac{U}{i_p}\right)_0} = \frac{1 + i \omega \frac{L_2}{r_2}}{1 - \omega^2 L_3 C_3 + i \omega C_3 R'}$$

представляет, таким образом, частотную зависимость относительно коэффициента усиления фототока, и это отношение, как мы уже указывали, должно минимально отклоняться от единицы в рассматриваемой полосе частот.

В работе [3] было показано, что достигнуть этого наилучшим образом можно, приравняв нулю первые члены, начиная со второго разложения в ряд Мак-Лорана по частоте модуля относительного коэффициента усиления.

Квадрат модуля относительного коэффициента усиления имеет вид

$$|\alpha|^2 = \frac{1 + \omega^2 \frac{L_2^2}{r_2^2}}{1 - 2\omega^2 L_3 C_3 + \omega^2 C_3^2 R'^2 + \omega^4 L_3^2 C_3^2}.$$

Приравнивая друг другу коэффициенты при  $\omega^2$  в числителе и знаменателе, что соответствует в данном случае равенству нулю второго члена разложения в ряд Мак-Лорана функции  $|\alpha|^2$  по  $\omega^2$ , мы получаем условие коррекции, соответствующее минимально возможному монотонному падению усиления, в виде

$$\frac{L_2^2}{r_2^2} = C_3^2 R'^2 - 2L_3 C_3. \quad (3)$$

При этом выражение для относительного коэффициента усиления принимает вид

$$|\alpha|^2 = \frac{1}{1 + \frac{\omega^4 L_3^2 C_3^2}{1 + \omega^2 \frac{L_2^2}{r_2^2}}}.$$

Выражение  $\frac{\omega^4 L_3^2 C_3^2}{1 + \omega^2 \frac{L_2^2}{r_2^2}}$  определяет падение усиления на высоких

частотах. Задаваясь определенным значением этого члена на граничной частоте  $\omega'$

$$\frac{\omega^4 L_3^2 C_3^2}{1 + \omega^2 \frac{L_2^2}{r_2^2}} = 2\beta, \quad (4)$$

мы тем самым задаемся падением усиления на граничной частоте  $\delta$ , которое определится по формуле  $(1-\delta)^2 = \frac{1}{1+2\beta}$ . Легко убедиться, что при малых значениях  $\beta$  падение усиления  $\delta$  можно считать приблизительно равным  $\beta$ .

Подставляя в выражение (4) значение для  $L_3 C_3$ , оптимальное с точки зрения шумов,  $L_3 C_3 = \frac{1,4}{\omega'^2}$  и условие коррекции (3), получаем для емкости  $C_3$  выражение в виде

$$C_3 = \frac{\sqrt{\frac{1,96 - 3,6\beta}{2\beta}}}{\omega' R'}.$$

Это выражение вместе с условием коррекции (3) и условием оптимума шумов определяет значение параметров рассматриваемых цепей коррекции в виде следующих выражений:

$$\begin{aligned} C_3 &= \frac{1}{\omega' R'} \sqrt{\frac{1,96 + 3,6\beta}{2\beta}}; \\ L_3 &= \frac{R'}{\omega'} \sqrt{\frac{1,96\beta}{0,98 + 1,8\beta}}; \\ \frac{L_2}{r_2} &= \frac{1}{\omega'} \sqrt{\frac{1,96 - 2\beta}{2\beta}}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\beta$  связано с допускаемым падением усиления на граничной частоте  $\delta$  формулой  $(1-\delta)^2 = \frac{1}{1+2\beta}$  и при малых значениях допускаемого падения усиления ему приблизительно равно.

В дальнейшем при малых значениях допускаемого падения усиления мы под падением усиления будем подразумевать величину  $\beta$ . Исследуя выражение для отношения  $\frac{L_2}{r_2}$ , видим, что величина этого отношения при очень малых значениях допускаемого падения усиления очень велика, так что цепь коррекции  $r_2 L_2$  становится близкой к чистой самоиндукции. При увеличении значения допускаемого падения усиления величина отношения  $\frac{L_2}{r_2}$  падает. При значении  $2\beta = 1,96$ , соответствующему падению усиления  $\delta = 0,42$ , величина отношения  $\frac{L_2}{r_2}$  становится равной нулю, так что каскад усиления, содержащий цепь коррекции  $L_2 r_2$ , превращается в обыкновенный реостатный каскад усиления с горизонтальной частотной характеристикой. Падение усиления в 42% не может быть, однако, допущено. Цепь коррекции  $L_2 r_2$  хотя и может быть далека от чистой самоиндукции, но все же должна содержать довольно большую индуктивность. Допуская, например, пятипроцентное падение усиления на граничной частоте ( $\delta = 0,05$ ), мы получаем для индуктивного сопротивления этой цепи коррекции на граничной частоте значение, примерно в 4 раза большее омического сопротивления этой цепи  $\frac{L_2}{r_2} \approx 4 \frac{1}{\omega'}$ .

Значения параметров  $L_3C_3$  определяются, как мы видим, величиной сопротивления  $R'$ . Величина же сопротивления  $R'$  ограничивается, с одной стороны, условиями питания анода лампы и, с другой стороны, величиной, шунтирующей это сопротивление паразитной емкости, состоящей в основном из емкостей электронных ламп (анода предыдущей и сетки последующей ламп). Последнее ограничение обычно более существенно, и поэтому величина этого сопротивления может быть определена, исходя из величины шунтирующей его паразитной емкости таким же образом, как и величина анодного сопротивления в обычном реостатном усилительном каскаде. Последовательно с этим сопротивлением может быть так же, как и в обычном реостатном каскаде, включена соответствующая корректирующая самоиндукция.

При осуществлении цепей  $L_1r_1$  и  $L_2r_2$  надо иметь в виду наличие паразитных емкостей ламп. В работе [1] описан ряд способов осуществления цепей, учитывающих паразитные емкости ламп. Среди этих способов существуют такие, в которых самоиндукция последовательно с малым омическим сопротивлением реально входит в схему в виде соответствующей катушки самоиндукции, а также и такие, в которых роль самоиндукции и малого омического сопротивления играет эквивалентная им цепь, представленная на рис. 8. В этой цепи  $R_1$  и  $R_2$  — некоторые сопротивления, достаточно малые, чтобы можно было пренебречь действием шунтирующих их паразитных емкостей ламп  $C_a$  и  $C_g$ ;  $C_n$  — малая переходная емкость, емкостное сопротивление которой должно быть велико по сравнению с омическими сопротивлениями  $R_1$  и  $R_2$ , для чего величина этой емкости должна быть соизмерима с величинами паразитных емкостей ламп  $C_a$  и  $C_g$ . Емкость  $C_n$  шунтирована большим омическим сопротивлением  $R_n$ .

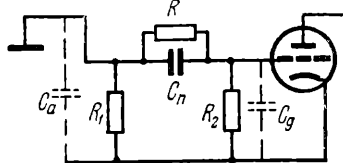


Рис. 8

Действие этой схемы эквивалентно действию катушки самоиндукции с малым омическим сопротивлением, у которой величина самоиндукции  $L = R_1R_2C_n$ , а величина омического сопротивления  $r$  определяется из соотношения  $\frac{L}{r} = R_nC_n$ , т. е. как  $r = \frac{R_1R_2}{R_n}$ .

Наличие паразитных емкостей  $C_a$  и  $C_g$  и уменьшение емкостного сопротивления емкости  $C_n$  на высоких частотах приводят к падению эквивалентной самоиндукции дифференцирующего действия схемы на высоких частотах. Это падение может быть в большей степени компенсировано включением корректирующей самоиндукции последовательно с омическими сопротивлениями  $R_1$  или  $R_2$ .

Последний косвенный способ осуществления цели  $Lr$  является предпочтительным при осуществлении цепи  $L_1r_1$ , которая, обладая



весьма большим отношением  $\frac{L_1}{r_1} \left[ \frac{L_1}{r_1} = R_1 (C_1 + C_2) \right]$  и соответственно малой величиной  $r_1$ , с трудом поддается непосредственной реализации. Непосредственное осуществление цепи  $L_1 r_1$  привело бы, кроме того, к большим искажениям на низких частотах из-за влияния внутреннего сопротивления источника питания, включенного последовательно с весьма малым омическим сопротивлением  $r_1$ .

Что касается цепи  $L_2 r_2$ , то она, обладая, как мы видели, не очень большим значением отношения  $\frac{L_2}{r_2}$ , может быть реализована и непосредственно.

При этом нужно также иметь в виду влияние шунтирующих цепь  $L_2 r_2$  паразитных емкостей ламп. Простейшая схема, в которой это влияние устраняется в достаточно удовлетворительной степени, представлена на рис. 9.

Сопротивление  $R$ , включенное параллельно цепи  $L_2 r_2$  и шунтирующей ее суммарной паразитной емкости ламп  $C$ , должно быть для получения минимально возможного монотонного падения дифференцирующего действия равно

$$R = \sqrt{\frac{L_2^2}{2L_2 C - r_2^2 C^2}} \approx \sqrt{\frac{L_2}{2C}},$$

причем величина самоиндукции  $L_2$  определяется величиной падения усиления  $\beta'$ , которое мы полагаем возможным допустить в этой цепи, и емкостью  $C$ , шунтирующей эту цепь, по формуле

$$L_2 = \sqrt{\frac{2\beta'}{1 - 2\beta'}} \frac{1}{\omega'^2 C}.$$

Более сложная и совершенная схема осуществления цепи  $L_2 r_2$  представлена на рис. 10. Расчет этой схемы приведен в работе [4].

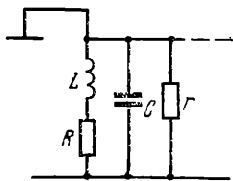


Рис. 9

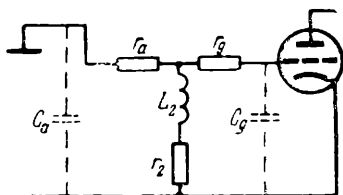


Рис. 10

В этой схеме частичные паразитные емкости ламп  $C_a$  и  $C_g$  разделены омическими сопротивлениями  $r_a$  и  $r_g$ . Для получения равномерного дифференцирующего действия схемы в широкой полосе

частот параметры ее должны подчиняться следующим уравнениям, из которых они могут быть определены:

$$L_2 = \frac{1 + n^2 k^2}{2(1 + n)} r_g^2 C_g$$

и

$$(1 + nk)^3 (1 + n) - 4n [1 + k^2 n^2 (1 + k)] = 0,$$

где

$$n = \frac{C_a}{C_g} \text{ и } k = \frac{r_a}{r_g}.$$

При выводе этих уравнений пренебрегалось влиянием сопротивления  $r_2$  на высоких частотах. Это допустимо при тех отношениях  $\frac{L_2}{r_2}$ , которые практически должны иметь место. В частном случае

$$n = \frac{C_a}{C_g} = \frac{1}{3}; \quad r_a = 0 \text{ и } r_g = \sqrt{\frac{8}{3} \frac{L_2}{C_g}}$$

и величина самоиндукции, исходя из допустимого падения усиления, приходящегося на эту цепь  $\beta'$ , определяется по формуле

$$L_2 = 2 \sqrt[3]{\frac{2\beta'}{1 - 2\beta'}} \frac{1}{\omega'^2 C},$$

где

$$C = C_a + C_g.$$

Сравнивая последнюю формулу с той же формулой для простой схемы цепи  $L_2 r_2$ , мы можем убедиться в том, что сложная схема (в частном случае  $n = 1/3$ ) дает возможность выбирать для  $L_2$  и соответственно для  $r_2$  большие значения, чем простая схема при том же падении усиления  $\beta'$  примерно в отношении  $2 \frac{1}{\sqrt[6]{\beta'}}$ .

Частный случай  $n = 1/3$  является оптимальным с точки зрения совершенства коррекции, поэтому при осуществлении цепи  $L_2 r_2$  необходимо стремиться к тому, чтобы отношение частичных паразитных емкостей схемы возможно ближе соответствовало этому частному случаю. При применении ламп типа 1851 это не представляет большого труда.

Рассчитанные выше три частные цепи коррекции  $L_1 r_1$ ,  $L_2 r_2$  и  $L_3 C_3 r_3 R'$ , расположенные в трех каскадах усиления, могут быть объединены частично или полностью.

Цепь  $L_3 C_3 r_3 R'$  и цепь  $L_1 r_1$  могут быть легко объединены в одном каскаде усиления так, как это представлено на рис. 11, причем расчеты отдельных звеньев этой цепи ничем не будут отличаться от расчетов соответствующих частных цепей — цепи  $L_3 C_3 r_3 R'$  и цепи  $L_1 r_1$ , если только сопротивление  $R'$  цепи  $L_3 C_3 r_3 R'$  будет

выбрано достаточно малым, так что не только влиянием шунтирующей его паразитной емкости анода лампы, но и нагрузкой, оказываемой на эту цепь цепью  $C_n R_n R''$ , эквивалентной цепи  $L_1 r_1 \left( C_n R_n = \frac{L_1}{r_1} \right)$ , можно будет пренебречь<sup>1)</sup>. Наконец, все три частные цепи коррекции:  $L_1 r_1$ ,  $L_3 C_3 r_3 R'$  и  $L_2 r_2$  — могут быть объеди-

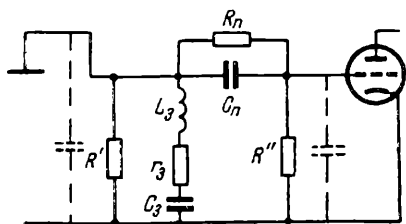


Рис. 11

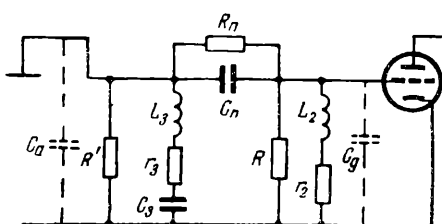


Рис. 12

нены полностью в одну общую сложную цепь коррекции, расположенную в одном каскаде. Схема такой общей цепи коррекции представлена на рис. 12. Легко показать, что в условиях, когда  $R'$  выбрано достаточно малым, расчеты двух первых звеньев этой общей цепи коррекции  $L_3 C_3 r_3 R'$  и  $R_n C_n$  ничем не будут отличаться от расчетов соответствующих частных цепей коррекции  $L_3 C_3 r_3 R'$  и  $L_1 r_1 \left( \frac{L_1}{r_2} = R_n C_n \right)$ , а расчет цепи  $L_2 r_2$  будет отличаться от расчета соответствующей частной цепи  $L_2 r_2$  при простой схеме ее осуществления лишь тем, что в формулы для расчета параметров этой цепи вместо емкости, непосредственно шунтирующей эту цепь, входит сумма этой емкости и переходной дифференцирующей емкости  $C_n$ . Расчет этих параметров должен, таким образом, производиться по формулам:

$$L_2 = \sqrt{\frac{2\beta'}{1 - 2\beta'}} \frac{1}{\omega'^2 (C_g + C_n)}$$

и

$$R = \sqrt{\frac{L_2^2}{2L_2 (C_g + C_n) - r_2^2 (C_g + C_n)^2}} \approx \sqrt{\frac{L_2}{2(C_g + C_n)}}.$$

При конструировании усилителя со сложной схемой противозумовой коррекции необходимо иметь в виду, с одной стороны, что

<sup>1)</sup> Для этого более чем достаточно выбирать сопротивление  $R'$ , считая, что его шунтирует не только паразитная емкость анода лампы, но и емкость  $C_n$ , так как в действительности шунтирующее действие емкости ослаблено действием сопротивления  $R''$ . Последовательно с сопротивлением, как и в случае, когда оно входит в частную цепь  $L_3 C_3 r_3 R'$ , может быть включена дополнительная корректирующая самоиндукция, компенсирующая влияние паразитных емкостей и позволяющая выбрать соответственно большей величину сопротивления  $R'$ .

сигнал фототока на выходе каскадов усиления, содержащих цепи коррекции, должен намного превышать шумы последующих каскадов усиления. Это заставляет нас стремиться располагать каскады, содержащие цепи коррекции, возможно дальше от входа усилителя. С другой стороны, надо иметь в виду, что, располагая цепи коррекции в каскадах, отдаленных от входа усилителя, мы подвергаемся опасности возникновения резких нелинейных искажений — запираания усилителя на низких частотах, на которых до коррекции сигнал фототока достигает очень больших значений.

Расположение каскадов, содержащих цепи противозумовой коррекции, должно быть выбрано, исходя из компромисса между этими двумя соображениями в каждом конкретном случае. С точки зрения этих же соображений объединение всех цепей сложной схемы противозумовой коррекции в одном каскаде представляется часто нерациональным.

Одним из оптимальных вариантов расположения цепей коррекции в усилителе, построенном на лампах большой крутизны (типа 1851), в случае усиления сигнала изображения от передающей трубки типа иконоскоп является вариант, представленный на рис. 13. В этом варианте первый каскад усиления является обыч-

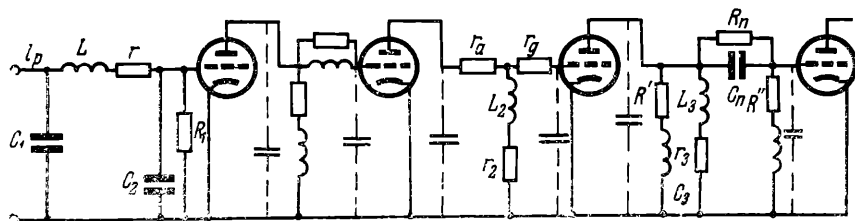


Рис. 13

ным реостатным каскадом, скорректированным по одной из схем сложной коррекции [5]. Во втором каскаде усиления расположена цепь  $L_2 r_2$ , осуществленная по сложной схеме. Этот каскад даже при сложной схеме цепи  $L_2 r_2$  имеет на низких частотах усиление порядка нескольких единиц и не приводит, таким образом, к резкому увеличению нелинейных искажений. В третьем каскаде объединены цепь коррекции  $L_3 C_3 r_3 R'$  и цепь коррекции  $C_n R_n R''$ , эквивалентная<sup>1)</sup> цепи  $L_1 r_1 \left( C_n R_n = \frac{L_1}{r_1} \right)$ . К четвертому каскаду усиления подается, таким образом, уже скорректированный сигнал изображения без подчеркнутых низких частот и без резонансных искажений.

<sup>1)</sup> На рис. 13 обозначены только основные элементы цепей коррекции. Дополнительные корректирующие самондукции, служащие для компенсации влияния паразитных емкостей ламп, так же, как и сами паразитные емкости (кроме емкостей входа), представлены на рис. 13 без обозначения.

В заключение исследования и расчета сложной схемы противозумовой коррекции без обратной связи<sup>1)</sup> приводим сводку основных формул для расчета основных параметров этой схемы:

$$L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} = \frac{1,4}{\omega'^2}; \quad r_3 C_3 = \frac{L}{R_1} \frac{C_1^2}{(C_1 + C_2)^2} + r \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2};$$

$$\frac{L_1}{r_1} = R_n C_n = R_1 (C_1 + C_2); \quad C_3 = \frac{1}{\omega' R'} \sqrt{\frac{1,96 + 3,1\beta}{2\beta}};$$

$$L_3 C_3 = L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}; \quad \frac{L_2}{r_2} = \frac{1}{\omega'} \sqrt{\frac{1,96 - 2\beta}{2\beta}}.$$

## Литература

1. Брауде Г. В. О возможности устранения шумов в ламповых усилителях. ИЭСТ, 1936, № 11 (См. сборник стр. 99—120).
2. Брауде Г. В. Авторское свидетельство № 35908 от 10 апреля 1933 г. «Способ устранения шумов в усилителе».
3. Брауде Г. В. О коррекции частотных и фазовых характеристик усилительных устройств. «ЖТФ», т. IV, вып. 9 и 10, 1934. (См. сборник стр. 5—45).
4. Брауде Г. В. Новая система телевидения. «ЖТФ», т. VII, вып. 15, 1937.
5. Брауде Г. В. Сложная коррекция широкополосных усилителей. «ИЭСТ», 1940, № 9. (См. сборник стр. 46—62).
6. Брауде Г. В. Авторское свидетельство № 64435 от 5 мая 1941 г. «Способ устранения шумов усилителя».
7. Брауде Г. В., Ушаков М. А. Предварительный усилитель киноканала. «Техника кино и телевидения», 1957, № 3. (См. сборник стр. 141—162).

---

<sup>1)</sup> Вторая часть статьи посвященная исследованию и расчету сложных схем противозумовой коррекции с обратной связью не была опубликована в связи с прекращением издания журнала «ИЭСТ». Некоторые материалы этой части статьи содержатся в работе [6].

## Предварительный усилитель телевизионного киноканала<sup>1)</sup>

Как известно, чувствительность телевизионных систем, не использующих вторично-электронного умножения фототока, в основном определяется уровнем флуктуационных помех, создаваемых входной цепью усилительного видеотракта.

Уровень собственных флуктуационных помех, применяющихся в настоящее время, телевизионных передающих трубок без вторично-электронного усиления сигнала лежит значительно ниже уровня тепловых флуктуаций нагрузочного сопротивления трубок и уровня флуктуационных помех усилителя видеоканала, обязанных дробовому эффекту анодного тока его первой лампы. Поэтому неудивителен тот интерес, который проявляется в настоящее время к вопросу снижения уровня собственных флуктуационных помех входной цепи видеотракта.

История радиотехники показывает, что прогресс в области снижения уровня собственных флуктуационных помех электровакуумных усилительных приборов всегда отставал и отстает в настоящее время от непрерывно растущих требований к повышению чувствительности радиоканалов. В связи с этим обстоятельством во многих отраслях радиотехники был сделан ряд открытий и изобретений, направленных на повышение чувствительности усилительных схем. К сожалению, многие из этих открытий, сделанные применительно ко входным цепям радиоканалов вч и свч, не применимы ко входным цепям телевизионных систем, обладающих полосой пропускания, простирающейся практически от нуля до нескольких мегагерц.

Однако известен и ряд способов уменьшения уровня собственных флуктуационных помех входной цепи, разработанных применительно к телевизионному видеотракту. К их числу относятся пред-

---

<sup>1)</sup> «Техника кино и телевидения», 1957, № 3. Статья написана совместно с М. А. Ушаковым.

ложенные одним из авторов последовательно в 1933 и 1941 гг. способы простой и сложной противошумовой коррекций [1, 2].

Теоретический анализ показывает, что их использование в видеотракте позволяет практически свести к нулю уровень флуктуационных помех на нагрузочном сопротивлении передающей трубки и подавить уровень флуктуационных помех первой лампы усилителя фототока по напряжению соответственно в 1,73 и 4,33 раза по сравнению с уровнем флуктуационных помех некорректированного усилителя.

Эффективность этих способов была впоследствии проверена экспериментально, и результаты этой проверки, содержащиеся в ряде работ по измерению уровня флуктуационных помех входной цепи видеотракта [3, 4, 5], практически совпадают с данными теоретического анализа.

Схема простой противошумовой коррекции благодаря своей простоте и надежности в работе давно уже применяется во всех без исключения телевизионных трактах, в то время как схема сложной противошумовой коррекции нашла себе практическое применение лишь в последнее время. Так, например, первые сведения о применении сложной схемы противошумовой коррекции за рубежом относятся лишь к 1952 г. [6].

Большой интерес, проявляемый в настоящее время к последней схеме, помимо всегда существующего стремления к повышению чувствительности телевизионных систем, обусловлен в значительной мере все возрастающими требованиями к повышению качества телевизионного изображения.

Как известно, горизонтальная четкость телевизионного изображения, определяющаяся полосой пропускания видеоканала, в сильной степени снижается благодаря наличию апертурных искажений в приемных и передающих телевизионных трубках.

Детальное исследование апертурных искажений приемных телевизионных трубок, проведенное в МЭИ в 1953—1955 гг. [7, 8, 9], показало, что кинескопы с размером по диагонали, большим 350 мм, при существующем в СССР стандарте на телевизионный сигнал и оптимальной системе магнитной фокусировки уже не вносят заметных глазом апертурных искажений. Поэтому в настоящее время основной является проблема устранения (коррекции) апертурных искажений, вносимых передающими телевизионными трубками.

Как известно, апертурные искажения передающих и приемных телевизионных трубок выражаются в ослаблении высокочастотных составляющих сигнала изображения и обязаны своим появлением конечному диаметру считывающего или записывающего пятна. Эти искажения значительно снижают качество телевизионного изображения при передаче объектов, содержащих большое число мелких деталей.

Особенно важным является вопрос коррекции апертурных искажений в телевизионных киноканалах, поскольку при передаче ки-

нофильмов обилие сюжетов с мелкими планами сочетается с пониженной против студийных передач горизонтальной четкостью изображения вследствие неоднородности киноплетки и ее механических вибраций. При телекинопередаче способом импульсной засветки апертурные искажения передающей телевизионной трубки намного превосходят апертурные искажения, вносимые ею в режим непрерывного облучения, благодаря явлению растекания заряда на ее мишени. Это еще в большей степени ухудшает качество телевизионного изображения при передаче кинофильмов.

Для целей коррекции апертурных искажений телевизионных трубок одним из авторов статьи в 1952 г. были предложены способ коррекции апертурных искажений передающих и приемных трубок, базирующийся на применении сложных схем высокочастотной видеокоррекции [7, 10], и способ дифференциальной апертурной коррекции (способ алгебраического суммирования четных производных сигнала изображения) [7, 11].

Результаты теоретического и экспериментального исследований целого ряда схем апертурной коррекции, построенных по этим способам, пока еще не опубликованные в печати, показали, что введение в тракт схем апертурной коррекции позволяет существенно улучшить качество изображения.

Однако первые расчеты отношения  $U_c/U_m$ , проведенные применительно к телевизионным каналам, включающим схему коррекции апертурных искажений передающей трубки типа ЛИ-1, которые сравнительно невелики, в сочетании с простой схемой противозумовой коррекции показали, что даже в этом случае введению схемы апертурной компенсации должно обязательно сопутствовать дополнительное снижение уровня собственных флуктуационных помех входной цепи видеотракта.

Объясняется это тем, что при применении схемы простой противозумовой коррекции уровень флуктуационных помех входной цепи в значительной мере подавляется лишь в низкочастотной области спектра видеосигнала и практически остается неизменным в области высоких частот, т. е. именно там, где площадь частотной характеристики тракта в значительной мере возрастает при введении схем апертурной коррекции. Вследствие этого применение апертурной компенсации в трактах, содержащих лишь простую схему противозумовой коррекции, приводит не к повышению, как казалось бы, а к понижению четкости изображения из-за сильного возрастания уровня высокочастотных составляющих флуктуационных помех входной цепи.

Как показали дальнейшие расчеты, применение схем апертурной коррекции может дать значительный эффект в повышении четкости изображения лишь при одновременном введении в тракт схемы сложной противозумовой коррекции.

В результате работы по совместному исследованию схемы сложной противозумовой коррекции и схем апертурной коррекции, проведенной в МЭИ и на Московском телевизионном центре в 1954—



1955 г., была разработана схема предварительного усилителя для киноканалов МТЦ, которая, однако, по мнению авторов, может явиться схемой типового предварительного усилителя любого современного телевизионного тракта, использующего передающие трубки без вторично-электронного умножения фототока (типа иконоскоп, иконоскоп с переносом изображения и видикон).

Результаты исследования этого усилителя в условиях эксплуатации были доложены авторами на Всесоюзной научной сессии, посвященной Дню радио 1956 г., и часть из них приводится ниже.

Поскольку и отечественная и зарубежная литература бедна сведениями о расчетах предварительных усилителей телевизионных каналов, авторы сочли целесообразным изложить в настоящей статье не только основные принципы построения подобных усилителей, но и привести подробный электрический расчет отдельных его каскадов в области высших частот методом частотно-фазовых характеристик.

Следует заметить, что знание частотных характеристик отдельных звеньев тракта во многом облегчает его настройку в условиях эксплуатации и упрощает задачу взаимной коррекции этих звеньев, особенно если они обладают значительными неравномерностями частотных характеристик.

Поэтому представляется целесообразным рассчитывать отдельные звенья телевизионного тракта на оптимальную частотную характеристику с последующим построением результирующей переходной характеристики тракта по результирующим частотной и фазовой характеристикам. Последние можно легко получить простым перемножением частотных и сложением фазовых характеристик отдельных звеньев тракта, включая частотные характеристики передающей и приемной трубок.

Характер результирующей переходной характеристики системы, которая является основным критерием для оценки качества передаваемого изображения, в нужной степени можно легко изменять соответствующим подбором формы и площади частотной характеристики схемы апертурной компенсации.

Понятно, что все вышесказанное относится лишь к методике расчета и настройки предварительного усилителя и всего тракта в целом в области высших частот (малых времен). В области нижних частот (больших времен) целесообразно применять и при расчете и при практической настройке метод переходных характеристик.

Имея в виду тот факт, что конструкция любого видеоусилителя вообще, а предварительного усилителя в особенности, в сильной мере определяет его электрические и эксплуатационные данные, ниже обращается внимание на основные особенности в конструктивном решении всего предварительного усилителя со сложной схемой противозумовой коррекции, а также отдельных его каскадов и узлов.

Входная цепь предварительного усилителя при использовании схемы сложной противозумовой коррекции изображена на рис. 1, а на рис. 2 представлена ее частотная характеристика.

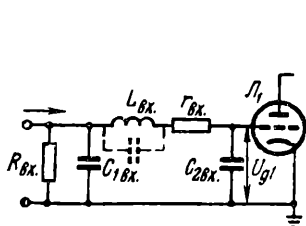


Рис. 1

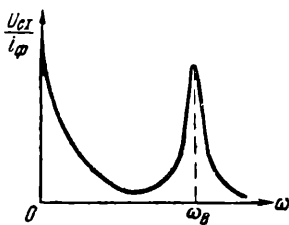


Рис. 2

На рис. 1 и 2 приняты следующие обозначения:

фототок  $i_f$  передающей телевизионной трубки показан стрелкой,  $U_{г1}$  — напряжение на сетке первой лампы усилителя,  $R_{вх}$  — сопротивление нагрузки передающей трубки,  $r_{вх}$  — сопротивление потерь катушки индуктивности ( $L_{вх}$ ),  $C_{1вх}$  — выходная емкость передающей трубки, включая емкость монтажа,  $C_{2вх}$  — входная емкость первой лампы усилителя, включая емкость монтажа.

Максимумы частотной характеристики входной цепи имеют место при  $\omega=0$  и  $\omega=\omega_в$ , где

$$\omega_в = \frac{1}{\sqrt{L_{вх} \frac{C_{1вх} C_{2вх}}{C_{1вх} + C_{2вх}}}}. \quad (1)$$

Оптимальная с точки зрения уровня собственных флуктуационных помех входной цепи величина  $\omega_в$  теоретически составляет

$$\omega_в = \frac{\omega_{гр}}{\sqrt{1,4}} = 0,85\omega_{гр}. \quad (2)$$

где  $\omega_{гр}$  — верхняя граничная частота полосы пропускания видеоканала.

Однако при расчете  $\omega_в$  всегда следует учитывать полосу пропускания приемных телевизионных устройств ( $\Delta\omega_{пр}$ ), особенно, если канал работает на ограниченное число однотипных приемных устройств, что часто встречается в промышленном телевидении.

В подобных случаях  $\omega_в$  может быть определена как

$$\omega_в = 0,85 \Delta\omega_{пр}.$$

Так, например, было установлено, что для большинства типов разработанных в последнее время отечественных массовых телевизионных приемников, полоса пропускания которых благодаря глубокой режекции звука ограничена значениями 4,5–5 МГц, оптимальное значение  $f_в$  составляет 4,1 МГц против  $f'_в = 5,1$  МГц при расчете на  $f_{гр} = 6$  МГц.

Следует отметить, что выбор  $f_B$  не сильно критичен и с учетом полосы пропускания современных отечественных приемных устройств может быть сделан в пределах от 4 до 4,5 Мгц.

При расчете усилителя величины  $C_{1BX}$  и  $C_{2BX}$  бывают известны. Поэтому, учитывая (1) и (2), можно определить значение индуктивности входной цепи как

$$L_{BX} = \frac{1}{4\pi^2 f_B^2 \frac{C_{1BX}C_{2BX}}{C_{1BX} + C_{2BX}}} \quad (3)$$

Для целей глубокой противошумовой коррекции величину сопротивления нагрузки передающей трубки следует выбирать максимально большой, а величину сопротивления потерь в катушке индуктивности входной цепи — минимально малой. Однако уже при значении  $R_{BX}$  составляющих 100—200 ком и существующих в настоящее время электронных усилительных лампах уровень тепловых флуктуаций на  $R_{BX}$  составляет такую небольшую долю общего уровня флуктуационных помех входной цепи усилителя, что им практически можно пренебречь.

При выборе величины  $R_{BX}$  следует иметь также в виду, что увеличение сопротивления нагрузки современных отечественных передающих трубок свыше 100—200 ком приводит к появлению такого неприятного явления, каким являются так называемые «тянучки», возникающие при резких изменениях светового режима работы передающей трубки вследствие недостаточно большого внутреннего сопротивления последней по сравнению с сопротивлением нагрузки ( $R_{BX}$ ).

Минимальное значение сопротивления потерь в индуктивности входной цепи определяется, как известно, только ее конструктивным выполнением, хотя в ряде случаев и нецелесообразно стремиться к его достижению. Так, например, для передвижных телевизионных станций (ПТС), тепловой режим передающих камер которых может изменяться в широких пределах, величину добротности входного контура не рекомендуется выбирать большей 30—40. В противном случае при изменении режима работы предварительного усилителя потребуется дополнительная регулировка каскада, корректирующего входную цепь. А это в условиях эксплуатации является большим недостатком телевизионного канала.

Для стационарных телевизионных каналов величину добротности входного контура допустимо ограничивать сверху только из соображений устойчивости работы предварительного усилителя.

Оптимальной конструкцией индуктивности входной цепи и с точки зрения ее добротности и с точки зрения величины ее собственной емкости является секционированная катушка, выполненная на ребристом каркасе.

Совершенно исключается применение во входной цепи предварительного усилителя катушек индуктивности, выполненных на

сердечнике из магнитодиэлектрика (горшкового типа) и обладающих большой собственной емкостью  $C_0$ , поскольку паразитный контур  $L_{вх} - C_0$  (режекторный по отношению к сигналу) может создавать сильный спад результирующей частотной характеристики усилителя в области высоких частот, особенно при малых значениях  $C_{1вх}$  и  $C_{2вх}$  (при больших значениях  $L_{вх}$ ).

Для предотвращения наводок на вход усилителя и образования паразитных обратных связей катушка индуктивности входной цепи должна обязательно экранироваться.

Если при расчете усилителя заданными являются отношения напряжения флуктуационных помех на сопротивлениях  $R_{вх}$  и  $r_{вх}$  к напряжению флуктуационных помех первой лампы усилителя ( $\alpha_R = \frac{U_{шR}^2}{U_{шл1}^2}$  и  $\alpha_r = \frac{U_{шr}^2}{U_{шл1}^2}$ ), то соответствующие им величины  $R_{вх}$  и  $r_{вх}$  могут быть найдены как:

$$R_{вх} = \frac{7 \left( \frac{3n^2 - 10n + 15}{C_{2вх}} + \frac{5n - 3n^2}{C_{1вх}C_{2вх}} \right)}{\omega_{гр}^2 R_{шл1} \alpha_R (15n^2 - 42n + 35)}, \quad (4)$$

$$r_{вх} = \frac{C_{2вх} R_{шл1} \alpha_r}{4,37 C_{1вх}^2}, \quad (5)$$

где  $n = \frac{\omega_{гр}^2}{\omega_{в}^2}$ , а  $R_{шл1}$  — шумовое сопротивление первой лампы.

Если же величины  $R_{вх}$  и  $r_{вх}$  заданы, что обычно и бывает в реальных условиях, то  $\alpha_R$  и  $\alpha_r$  могут быть определены из (4) и (5) путем подстановки в них значений  $R_{вх}$  и  $r_{вх}$ .

Наличие в сетке первой лампы усилителя высокочастотного резонансного контура заставляет обратить особое внимание на устойчивость работы его первых каскадов.

Расчеты и эксперименты, проведенные в этой области, показали, что применение в качестве первой лампы усилителя со сложной схемой противозумовой коррекции трехэлектродной лампы, включенной по схеме обычного усилительного каскада, вызывает неизбежное самовозбуждение его первого каскада. Применение же для этой цели экранированной лампы нецелесообразно из-за большого уровня ее собственных флуктуационных помех, сводящего к нулю практический выигрыш в чувствительности усилителя, получаемый за счет введения сложной схемы противозумовой коррекции.

Поэтому практическое использование сложной схемы противозумовой коррекции возможно лишь при ее сочетании со специальной схемой входных каскадов предварительного усилителя, известной как схема «заземленный катод — заземленная сетка» (ЗК — ЗС). Это — единственная схема, известная на сегодняшний день, которая позволяет значительно повысить устойчивость предварительного усилителя без внесения дополнительного уровня флуктуа-

ционных помех. Первая лампа этой схемы работает в режиме заземленного катода, а вторая — с заземленной сеткой.

Результаты теоретического и экспериментального исследований этой схемы, проведенных в сравнении с одиночными усилительными каскадами на пентоде и на пентоде в триодном включении, широко освещены в отечественной и зарубежной литературе (например, [12] и [13]) и показывают, как известно, что, обладая уровнем собственных флукутационных помех пентода в триодном включении, схема ЗК — ЗС имеет коэффициент усиления несколько больший, чем каскад, собранный на пентоде, и входную емкость меньшую, чем входная емкость пентода в триодном включении.

Высокая устойчивость этой схемы к самовозбуждению объясняется наличием в анодной цепи первой ее лампы весьма малого сопротивления, которым является входное сопротивление второго каскада, собранного по схеме с заземленной сеткой, равное  $1/S_2$  (где  $S_2$  — крутизна лампы второго каскада).

Уровень собственных флукутационных помех схемы ЗК — ЗС определяется в основном ее первой лампой, т. е. мало зависит от крутизны второй лампы, хотя с точки зрения ее устойчивости крутизну второй лампы следует иметь по возможности более высокой. С этой целью необходимо тщательно выбирать рабочие точки ламп  $\mathcal{L}_1$  и  $\mathcal{L}_2$  (рис. 3), учитывая величину максимально возможного для выбранного типа передающей трубки и параметров вход-

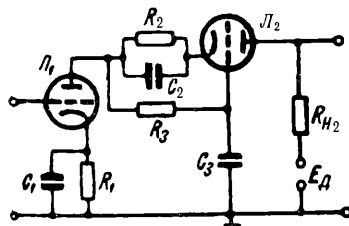


Рис. 3

ного фильтра сигнала на сетке первой лампы ( $\mathcal{L}_1$ ) на нижней граничной частоте тракта и на частоте резонанса входной цепи.

Рабочая точка первой лампы  $\mathcal{L}_1$  должна выбираться с учетом характеристики ее сеточного тока. В противном случае наличие даже сравнительно небольшого сеточного тока в цепи управляющей сетки  $\mathcal{L}_1$ , в которую включено большое сопротивление нагрузки трубки ( $R_{вх}$ ), может вызвать значительное уменьшение крутизны характеристики  $\mathcal{L}_1$ , а следовательно, и уменьшение чувствительности усилителя по сравнению с расчетной.

В схеме ЗК — ЗС рекомендуется применять лампы типов 6Ж4 ( $S=9$  ма/в), 6Ж10П ( $S=18$  ма/в) (обе в триодном включении) и лампы, специально разработанные для этой схемы 6СЗП (заземленный катод) и 6С4П (заземленная сетка) ( $S=20$  ма/в). Лампы, предназначенные для работы в первых каскадах усилителя, должны обязательно отбираться из больших партий как по крутизне характеристики, так и по среднему анодному току.

Расчет режима работы ламп схемы ЗК — ЗС производится обычным способом при учете того, что по постоянному току лампы включены последовательно.

Расчет цепочки  $R_3C_3$  (рис. 3) производится совместно с расче-

том цепей автоматического смещения  $J_1$  и  $J_2$  ( $R_1C_1$  и  $R_2C_2$ ) и расчетом анодного развязывающего фильтра второй лампы на получение оптимальной переходной характеристики в области больших времен (нижних частот).

Поскольку сопротивление нагрузки первой лампы  $J_1$  равно  $1/S_2$  и обычно составляет 50—150 ом, то первый каскад не требует коррекции частотной характеристики в области высших частот. Нагрузкой же второго каскада может служить любая схема высокочастотной видеокоррекции при обязательном условии экранирования анодной цепи  $J_2$  от сеточной цепи  $J_1$ .

Результирующий коэффициент усиления схемы ЗК—ЗС по напряжению может быть определен как

$$K = K_1 K_2 = \frac{S_1}{S_2} (S_2 R_{H2}) = S_1 R_{H2},$$

где  $K_1$  — коэффициент усиления первого каскада,  
 $K_2$  — коэффициент усиления второго каскада,  
 $R_{H2}$  — сопротивление нагрузки второго каскада.

Коррекция входной цепи с целью выравнивания результирующей частотной характеристики предварительного усилителя может быть осуществлена двумя специальными каскадами — «дифференцирующим» и «вырезающим», эквивалентные схемы которых в области высших частот представлены на рис. 4 и 9 соответственно. Первый из них корректирует емкостную зависимость напряжения на сетке первой лампы усилителя от частоты, а второй — подъем частотной характеристики входной цепи на частоте  $\omega_p$ .

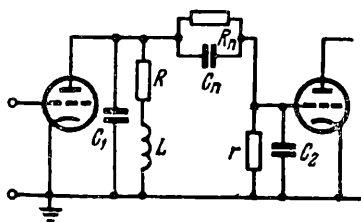


Рис. 4

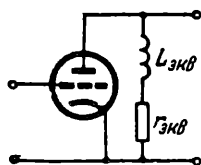


Рис. 5

Объединение обеих этих схем в одном каскаде хотя принципиально возможно, но нецелесообразно ввиду трудностей, возникающих при практической настройке подобного каскада.

Расчет дифференцирующей схемы при  $R_n = \infty$  на оптимальную частотную характеристику<sup>1)</sup> был произведен в работе [17], не опубликованной в широкой печати. Этот расчет, действительный в области высоких частот при достаточно больших значениях  $R_n$  (что и бывает на практике), приводится ниже.

Дифференцирующая схема в заданной области частот является эквивалентом простейшей цепи  $L_{зкв} - r_{зкв}$  (рис. 5), хотя, в

<sup>1)</sup> Расчет дифференцирующей схемы на оптимальную переходную характеристику в области высших и низших частот можно найти в работах [14] и [15].

отличие от последней, она не поднимает высокие частоты, а подавляет низкие.

Эквивалентное сопротивление дифференцирующей цепи определяется как

$$r_{\text{экв}} = \frac{R_r}{R_n}, \quad (6)$$

а эквивалентная индуктивность

$$L_{\text{экв}} = \frac{L_0 (1 + i \omega k r C)}{\{1 - \omega^2 [k r^2 C^2 (x + y) + m r^2 C^2 (x - x^2 + y)]\} + \rightarrow} \\ \rightarrow + i \omega r C [(x + y) + m (1 - x + y) - \omega^2 k m r^2 C^2 (x - x^2 + y)] , \quad (7)$$

где

$$L_0 = R r C_n, \quad C = C_1 + C_2; \quad k = \frac{L}{r^2 C};$$

$$x = \frac{C_1}{C}; \quad y = \frac{C_n}{C}; \quad m = \frac{R}{r}.$$

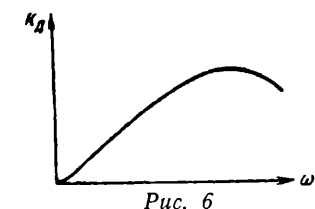


Рис. 6

При подчинении параметров дифференцирующей схемы условиям оптимальной частотной характеристики<sup>1)</sup> соотношение этих параметров представляется таблицей. При этом модуль относительной величины эквивалентной индуктивности дифференцирующей схемы имеет вид

$$|\alpha_d| = \left| \frac{L_{\text{экв}}}{L_0} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\Delta^6 (x - x^2 + y)^2}{1 - \Delta^2 \frac{k^2}{m y}}}}, \quad (8)$$

где  $\Delta = \omega \sqrt{L_0 C}$  — относительная частота.

Вид частотной характеристики<sup>2)</sup> дифференцирующей схемы  $K_d$  показан на рис. 6.

При малом падении частотной характеристики эквивалентной индуктивности (порядка 2—5%) можно считать

$$|\alpha_d| = 1 - \frac{k^2}{2m y^3} (x - x^2 + y) \Delta^6 = 1 - \beta_d,$$

где  $\beta_d$  — величина падения  $|\alpha_d|$  на граничной частоте тракта.

Поэтому

$$L_0 = \frac{\sqrt[3]{2 \beta_d}}{\omega_{\text{гп}}^2 C} \sqrt[3]{\frac{m y^3}{k^2 (x - x^2 + y)^2}} = \frac{1}{\omega_{\text{гп}}^2 C} \sqrt[3]{0,02 \beta_d \%} F. \quad (9)$$

<sup>1)</sup> Условия оптимальной частотной характеристики находятся здесь и в дальнейшем методом, предложенным в работе [16].

<sup>2)</sup> См. примечание на стр. 153.

Значения коэффициента  $F$  для  $y=0,5$ ,  $y=1$  и  $y=2$  приведены в таблице в зависимости от величины  $x$ . Как видно из таблицы, величина  $F$ , которая определяет коэффициент усиления дифференцирующей схемы, мало зависит от величины  $y$ , хотя близким к оптимальному и с точки зрения коэффициента усиления схемы и с точки зрения ее практической настройки является значение  $y=1$ . Это значение и рекомендуется принимать при расчете дифференцирующей схемы.

Таблица

$y = 0,5$				$y = 1$				$y = 2$			
$x$	$k$	$m$	$F$	$x$	$k$	$m$	$F$	$x$	$k$	$m$	$F$
0,1	0,67	0,56	0,77	0,1	1,28	0,71	0,71	0,1	2,46	0,98	0,67
0,2	0,73	0,66	0,70	0,2	1,36	0,77	0,68	0,2	2,54	1,05	0,65
0,3	0,81	0,79	0,67	0,3	1,38	0,85	0,68	0,3	2,62	1,12	0,65
0,4	0,91	0,98	0,64	0,4	1,46	0,96	0,66	0,4	2,72	1,21	0,64
0,5	0,97	1,15	0,65	0,5	1,57	1,10	0,66	0,5	2,82	1,30	0,64
0,6	1,08	1,42	0,64	0,6	1,67	1,25	0,66	0,6	2,93	1,41	0,64
0,7	1,21	1,78	0,67	0,7	1,80	1,45	0,68	0,7	3,05	1,53	0,65
0,8	1,40	2,36	0,70	0,8	1,95	1,70	0,69	0,8	3,22	1,69	0,66
0,9	1,56	3,04	0,77	0,9	2,12	2,01	0,75	0,9	3,29	1,87	0,69

При малых значениях  $\beta_d$  (порядка 2—5%) расчет дифференцирующей схемы производится в следующем порядке: по заданному значению  $x$  и выбранному значению  $y$  из таблицы находятся значения  $k$  и  $m$ ; задаваясь величиной падения частотной характеристики эквивалентной индуктивности  $\beta_d$  (в %), из (9) определяется  $L_0$ , а из  $r^2 = \frac{L_0}{m\gamma C}$  находится величина  $r$ . В заключение определяют  $R = m\tau$ ,  $L = kr^2 C$ ,  $C_n = y(C_1 + C_2)$ .

Величину  $R_n$  рассчитывают, исходя из условия взаимной коррекции входной цепи и дифференцирующей схемы в области низких частот. Ее можно определить как

$$R_n = \frac{R_{вх}(C_{1вх} + C_{2вх})}{C_n}, \quad (10)$$

где  $R_{вх}$ ,  $C_{1вх}$  и  $C_{2вх}$  — параметры входной цепи (см. рис. 1).

При больших значениях  $\beta_d$  расчет дифференцирующей схемы производится графически. Для этой цели следует по заданным



значениям  $x$ ,  $y$ ,  $k$  и  $m$  построить зависимость  $|\alpha_d| = \varphi(\Delta)$  согласно (8). Затем, задаваясь величиной падения частотной

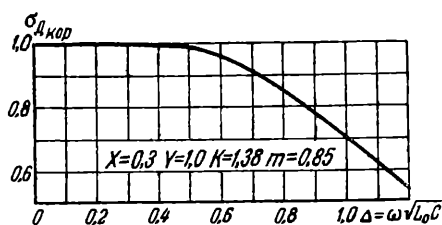


Рис. 7

характеристики эквивалентной индуктивности ( $\beta$ ), по построенной кривой находится соответствующая этому падению величина  $\Delta = \omega_{гр} \sqrt{L_0 C}$ , а из нее — значение эквивалентной индуктивности  $L_0$ . Дальнейший расчет производится в том же порядке, что и для малых  $\beta$ .

На рис. 7 представлена кривая  $|\alpha_d| = \varphi(\Delta)$ . Частотная характеристика эквивалентной индуктивности для часто встречающейся на практике величины  $x=0,3$  при  $y=1$ . По этой же кривой с погрешностью, не превышающей 1—2%, можно производить расчет дифференцирующей схемы для значений  $x$  от 0,2 до 0,4.

Коэффициенты усиления дифференцирующей схемы на нижней ( $\omega_n$ ) и верхней ( $\omega_{гр}$ ) граничных частотах полосы пропускания определяется как:

$$K_{нижн} = S r_{эв} = S \frac{R r}{R_n},$$

$$K_{верх} = S \omega_{гр} L_{эв}.$$

Поскольку при смене первой лампы предварительного усилителя и передающей трубки параметры входной цепи могут изменяться, в дифференцирующей схеме необходимо предусмотреть регулировку ее частотной характеристики в области низких частот. Практически эту регулировку удобнее осуществлять изменением величины конденсатора  $C_n$ , хотя для того чтобы при регулировке не изменялась частотная характеристика в области высоких частот, ее правильнее было бы производить изменением величины  $R_n$ .

Уравнение фазовой характеристики эквивалентной индуктивности дифференцирующей схемы имеет вид

$$\varphi_d = \arctg \Delta \frac{k}{\sqrt{my}} - \arctg \left\{ \frac{\frac{\Delta}{\sqrt{my}} \left[ (x+y) + m(1-x+y) - \Delta^2 \frac{k}{y} (x-x^2+y) \right]}{1 - \Delta^2 \frac{1}{my} [k(x+y) + m(x-x^2+y)]} \right\},$$

где  $\Delta = \omega \sqrt{L_0 C}$  — относительная частота.

На рис. 8 представлена фазовая характеристика эквивалентной индуктивности дифференцирующей цепи для частного случая:  $x=0,3$ ,  $y=1$ ,  $k=1,38$ ,  $m=0,85$ .

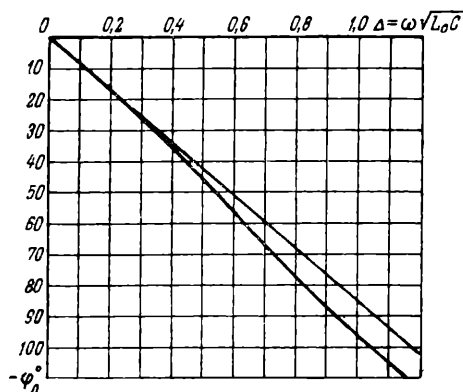


Рис. 8

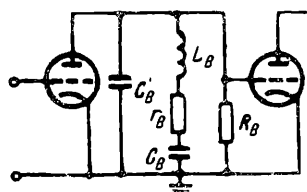


Рис. 9

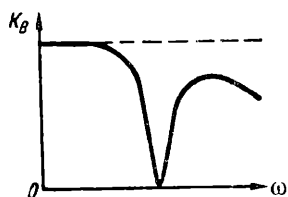


Рис. 10

Второй корректирующий каскад, схема которого изображена на рис. 9, имеет глубокую вырезку в частотной характеристике на частоте  $\omega_B$  (рис. 10). Аналогично первому корректирующему каскаду расчет схемы вырезающего каскада проводится на оптимальную частотную характеристику совместно со входной цепью.

Условия, отвечающие оптимальной частотной характеристике для этого каскада, имеют вид:

$$r_B C_B = \frac{L_{BX} C_{2BX}^2}{R_{BX} (C_{1BX} + C_{2BX})} + r_{BX} \frac{C_{1BX} C_{2BX}}{C_{1BX} + C_{2BX}} \approx r_{BX} \frac{C_{1BX} C_{2BX}}{C_{1BX} + C_{2BX}},$$

$$L_B C_B = \frac{C_{1BX} C_{2BX}}{(C_{1BX} + C_{2BX})} L_{BX} \left( 1 + \frac{L_{BX} C_{1BX} C_{2BX}}{R_{BX}^2 (C_{1BX} + C_{2BX})^2} + \right. \\ \left. + r_{BX} \frac{C_{1BX} + C_{2BX}}{R_{BX}^2 (C_{1BX} + C_{2BX})^2} \right) \approx L_{BX} \frac{C_{1BX} C_{2BX}}{(C_{1BX} + C_{2BX})},$$

$$C_B = 3 C_B', \quad R_B^2 = \frac{9}{8} \frac{L_B}{C_B},$$

где  $L_{BX}$ ,  $R_{BX}$ ,  $r_{BX}$ ,  $C_{1BX}$ ,  $C_{2BX}$  — параметры входной цепи (см. рис. 1).

При выполнении этих условий и при больших значениях  $R_{BX}$  и малых значениях  $r_{BX}$  результирующие частотная и фазовая<sup>1)</sup> ха-

<sup>1)</sup> Здесь и далее под частотной и фазовой характеристиками подразумевается зависимость модуля и аргумента относительного коэффициента усиления рассматриваемой схемы  $\alpha = \frac{K(\omega)}{K(0)}$  от частоты.

характеристики вырезающего каскада совместно со входной цепью описываются уравнениями:

$$|\alpha_B| = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{8} \Delta^6}},$$

$$\varphi_B = -\arctg \frac{\Delta}{2,82} \frac{4 - \Delta^2}{1 - \Delta^2},$$

где  $\Delta = \frac{\omega}{\omega_B} = \omega \sqrt{L_B C_B}$  — относительная частота.

Эти характеристики представлены на рис. 11 и 12.

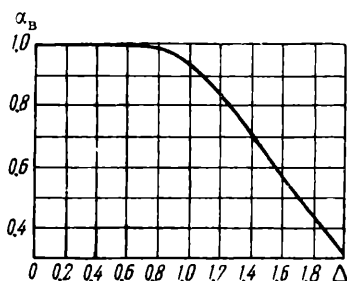


Рис. 11

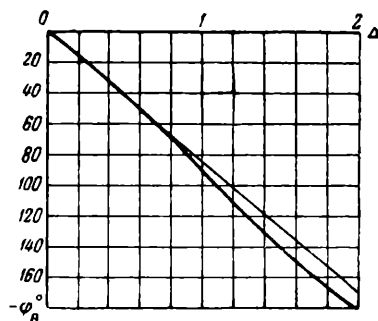


Рис. 12

Расчет вырезающего каскада после определения  $C'_B$  производится в следующей последовательности:

$$C_B = 3C'_B, \quad r_B = \frac{r_{BX} C_{1BX} C_{2BX}}{C_B (C_{1BX} + C_{2BX})},$$

$$L_B = \frac{L_{BX} C_{1BX} C_{2BX}}{C_B (C_{1BX} + C_{2BX})}, \quad R_B = \sqrt{\frac{9 \cdot L_B}{8 \cdot C_B}}.$$

Спад результирующей частотной характеристики предварительного усилителя, обязанный вырезающему каскаду, при удовлетворении условий оптимальной частотной характеристики может быть выражен как

$$\beta_B \% = \left[ 1 - \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{1}{8} \left( \frac{\omega_{гп}}{\omega_B} \right)^2}} \right] 100,$$

и на граничной частоте тракта ( $\omega_{\text{гр}}$ ) при оптимальном выборе  $\frac{\omega_{\text{гр}}}{\omega_{\text{в}}} = \sqrt{1,4}$  составляет 14%.

Довольно сильный спад частотной характеристики вырезающего каскада, хотя и не сопровождаемый заметными фазовыми искажениями, является его основным недостатком. Как показали расчеты, выравнивание частотной характеристики каскада путем включения последовательно с сопротивлением нагрузки  $R_{\text{в}}$  самоиндукции приводит к появлению сильных фазовых сдвигов на границе полосы пропускания [18].

Поэтому более целесообразным является взаимная коррекция и дифференцирующего и вырезающего каскадов одним или несколькими каскадами апертурной коррекции (не вносящими фазовых искажений), при этом подбирают форму частотной характеристики последних обратной форме частотной характеристики вырезающего и дифференцирующего каскадов.

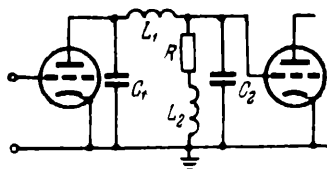


Рис. 13

При результирующем спаде частотной характеристики дифференцирующего и вырезающего каскадов, не превышающем 15—20%, для его коррекции рекомендуется применять один из вариантов Г-образной схемы видеокоррекции [7, 19]. Эта схема изображена на рис. 13.

Ее частотная и фазовая характеристики при расчете ее как схемы апертурной компенсации описываются уравнениями:

$$|\alpha_r| = \sqrt{\frac{1 + 0,0272 \cdot \Delta^2}{1 + 0,023 \Delta^2 - 0,0305 \cdot \Delta^4 + 0,000713 \Delta^8}},$$

$$\varphi_r = -\arctg \frac{0,835 \Delta - 0,081 \Delta^3 - 0,044 \cdot \Delta^5}{1 - 0,324 \Delta^2},$$

где  $\Delta = \omega R(C_1 + C_2)$  — относительная частота.

Эти характеристики представлены на рис. 14 и 15. Максимум частотной характеристики, наступающий при  $\Delta = 2,2$ , следует при расчете выбирать на граничной частоте тракта. При расчете схемы находятся:

$$C_1 = C_2, \quad R = \frac{\Delta}{\omega_{\text{гр}}(C_1 + C_2)},$$

$$L_1 = 0,647 R^2(C_1 + C_2),$$

$$L_2 = 0,165 R^2(C_1 + C_2).$$

Поскольку соотношение емкостей схемы  $\frac{C_1}{C_2} = 1$ , ее (в большинстве случаев без включения дополнительных емкостей) можно

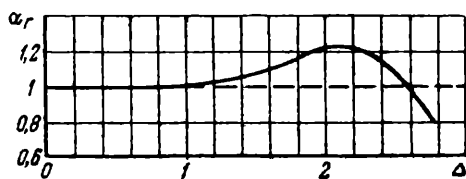


Рис. 14

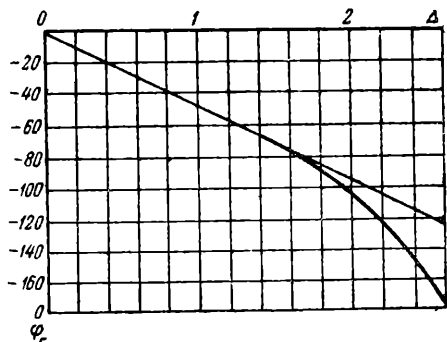


Рис. 15

применять в качестве схемы видеокоррекции в анодной цепи второй лампы схемы ЗК—ЗС. Выходная емкость схемы ЗК—ЗС примерно равна входной емкости последующего каскада, в котором обычно работает лампа того же типа, что и в схеме ЗК—ЗС, но в пентодном включении.

Одним из важных вопросов при проектировании предварительного усилителя является вопрос расположения дифференцирующего и вырезающего каскадов в его общей схеме.

Поскольку дифференцирующая схема сильно ослабляет низкие частоты, то размещение ее в первых каскадах усилителя, где по-

лезный сигнал еще недостаточно велик, связано с опасностью увеличения общего уровня флуктуаций усилителя за счет лампы последующего каскада. И с этой точки зрения, и с точки зрения подавления микрофонного эффекта ламп первых каскадов и сетевых наводок на них дифференцирующий каскад следует размещать как можно далее от входа усилителя. Ограничением в этом смысле служат лишь амплитудные возможности предшествующих ламп и лампы дифференцирующего каскада. Поэтому последнюю иногда бывает целесообразно выбирать с большим раствором сеточной характеристики, чем у остальных ламп предварительного усилителя.

Таким образом, место дифференцирующего каскада определяется лишь путем расчета коэффициента усиления предшествующих ему каскадов в области низких частот с учетом чувствительности передающей трубки, параметров, входной цепи и амплитудных характеристик ламп.

Местоположением вырезающего каскада также должны явиться первые каскады усилителя, хотя данные изучения статистического распределения энергии в спектре телевизионного сигнала и дают основания не бояться перегрузки предшествующих ему каскадов на частотах, близких к резонансной частоте входной цепи ( $\omega_B$ ). Такая перегрузка может возникнуть при снятии частот-

ных характеристик предварительного усилителя, и с этой точки зрения вырезающий каскад должен обязательно предшествовать дифференцирующему.

Однако включение вырезающей схемы в первый каскад усилителя не рекомендуется, поскольку наличие в анодной цепи первого каскада высокочастотного вырезающего контура неизбежно вызывает появление паразитных обратных связей между ним и входной цепью, что приводит если не к самовозбуждению первого каскада, то к сильному искажению его частотной характеристики.

В усилителе, схема которого приведена на рис. 19, вырезающий и дифференцирующий каскады являются третьим и четвертым от входа.

При учете вышеизложенного блок-схема предварительного усилителя представляется в следующем виде: первые два каскада работают по схеме ЗК—ЗС, третий — вырезающий и четвертый — дифференцирующий, остальные каскады — простые усилительные. Число их определяется чувствительностью передающей трубки и требуемой величиной выходного сигнала предварительного усилителя.

Для коррекции апертурных искажений в аппаратуре телевизионного центра рационально было бы применить способ дифференциальной апертурной коррекции [7, 11], дающий возможность плавной регулировки степени коррекции. Однако в связи с требованием сохранения прежнего количества ламп в типовой аппаратуре МТЦ для компенсации апертурных искажений была применена сеточная схема видеокоррекции (рис. 16).

Эта схема, рассчитанная на компромисс между заданной величиной подъема ее частотной характеристики на граничной частоте тракта и соблюдением условия достаточно линейной фазовой характеристики [10, 20], была включена в усилительные каскады предварительного усилителя, схема которого изображена на рис. 19.

Величина результирующего подъема частотной характеристики каскадов апертурной коррекции в рассматриваемом усилителе с целью предискажения видеосигнала для расширения полосы пропускания приемных устройств выбрана большей, чем это требует коррекция частотных искажений трубки типа ЛИ-1.

Частотная и фазовая характеристики этой схемы (рис. 16) описываются уравнениями:

$$|a_A| = \frac{1}{\sqrt{1 - 2,073 \Delta^2 + 0,88 \Delta^4 + 1,435 \Delta^6}},$$

$$\varphi_A = -\arctg \Delta \frac{1,45 - 1,2 \Delta^2}{1 - 2,1 \Delta^2}$$

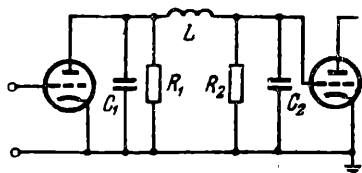


Рис. 16

при  $x = \frac{C_1}{C_1 + C_2} = 0,4$ ,  $m = \frac{R_1}{R_1 + R_2} = 0,9$ ,  $k = \frac{L}{R_3^2 C} = 5$ ,

$$C = C_1 + C_2, \quad R_3 = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}, \quad \Delta = R_3 C \omega$$

— и приведены на рис. 17 (1 — один каскад, 2 — два каскада) и 18.

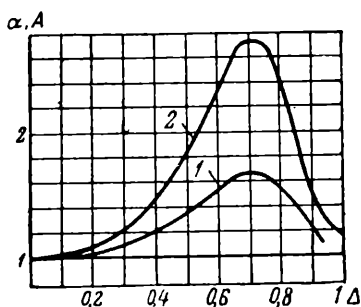


Рис. 17

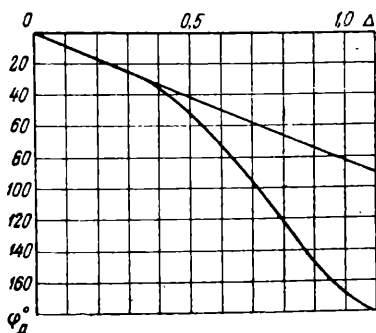


Рис. 18

Расчет этого варианта сеточной схемы коррекции апертурных искажений производится в следующем порядке: определяют значение  $C_1$ , исходя из заданного значения  $x$  и величины  $C_2$ ; из  $\Delta = R_3 C \omega_{\text{гр}}$  находят величину  $R_3$ , а из  $m = \frac{R_1}{R_1 + R_2}$  и  $R_3 = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$  определяют значения  $R_1$  и  $R_2$ . После этого рассчитывается  $L = k R_3^2 C$ .

При расчете схемы максимум подъема частотной характеристики следует выбирать на частоте, равной  $\omega_{\text{гр}}$  или несколько большей ее (на 10—15%).

Для уменьшения собственной емкости катушки индуктивности схемы апертурной коррекции следует выполнять секционированными на ребристых каркасах.

Следует заметить, что применение в предварительном усилителе схем апертурной коррекции, частотные характеристики которых имеют значительный подъем на верхней граничной частоте тракта, может явиться причиной неустойчивости работы усилителя, особенно при неудовлетворительной системе земель в передающей камере. Поэтому такое включение может быть оправдано только тогда, когда существует необходимость (например, с целью резервирования) в унификации отдельных блоков последующего усилительного тракта телевизионных каналов, работающих от разных передающих трубок. Более целесообразным является

включение схем коррекции апертурных искажений в усилительные каскады промежуточного или линейного усилителей.

Опыт эксплуатации предварительных усилителей со сложной схемой противозумовой коррекции показывает, что конструкция усилителя должна обязательно предусматривать экранирование катушек индуктивности входной цепи, вырезающего каскада и схем апертурной коррекции, экранирование анодных и сеточных цепей второй лампы схемы ЗК—ЗС, лампы вырезающего, дифференцирующего каскадов, а также ламп каскадов апертурной коррекции. Для соединения входа усилителя с сигнальным электродом передающей трубки рекомендуется использовать коаксиальный экранированный кабель, обладающий малой собственной емкостью (например, типа РК-50). Это благоприятно сказывается и на уменьшении уровня наводок на входную цепь предварительного усилителя как со стороны отклоняющей системы передающей трубки, так и от мешающих вещательных станций.

Применение развязывающих анодных фильтров, обязательное во всех каскадах усилителя, не всегда предохраняет усилитель от самовозбуждения на высоких частотах, особенно если конденсаторы фильтров электролитического типа и значительно удалены от основного монтажа. Поэтому обязательным является дополнительная развязка анодных цепей, цепей экранных сеток и накальных цепей на землю безындукционными конденсаторами емкостью порядка 1000 *пф*, включаемых непосредственно около соответствующих точек монтажной схемы.

Конденсаторы анодных фильтров и экранных цепей желательно иметь металlobумажного типа. Электролитические конденсаторы герметизированного типа можно применять лишь в цепях автоматического смещения. Величину их не рекомендуется выбирать большей 10—20 *мкф*, так как в противном случае неизбежно появление обратных связей за счет образования паразитных колебательных контуров из собственной индуктивности и емкости электролитических конденсаторов. Их дополнительное шунтирование безындукционными конденсаторами, как правило, мало изменяет величину обратной связи, изменяя лишь частоту паразитного контура.

И при изготовлении, и в условиях эксплуатации настройка усилителя должна производиться покаскадно. После тщательной настройки отдельных каскадов результирующая частотная характеристика усилителя должна получиться путем перемножения отдельных частотных характеристик каскадов и отличаться от расчетной не более чем на 10—15%. Сильное отклонение частотной характеристики усилителя от расчетной при подобной методике настройки свидетельствует о наличии в схеме усилителя обратных паразитных связей.

Частотная характеристика предварительного усилителя должна обязательно после настройки его отдельных каскадов сниматься



вне камеры с подключением на его вход эквивалентной емкости передающей трубки и эквивалентной цепочки  $C_3 R_3$  (рис. 19). При выполнении условия  $C_3 R_3 = C_{1\text{вх}} R_{\text{вх}}$  (где  $C_{1\text{вх}}$  — емкость передающей трубки с учетом емкости монтажа) частотная зависимость напряжения на сетке первой лампы усилителя будет такая же, как и в реальных условиях работы предварительного усилителя.

Точный расчет усилителя нужно начинать только после его макетирования и измерения паразитных емкостей анодных и сеточ-

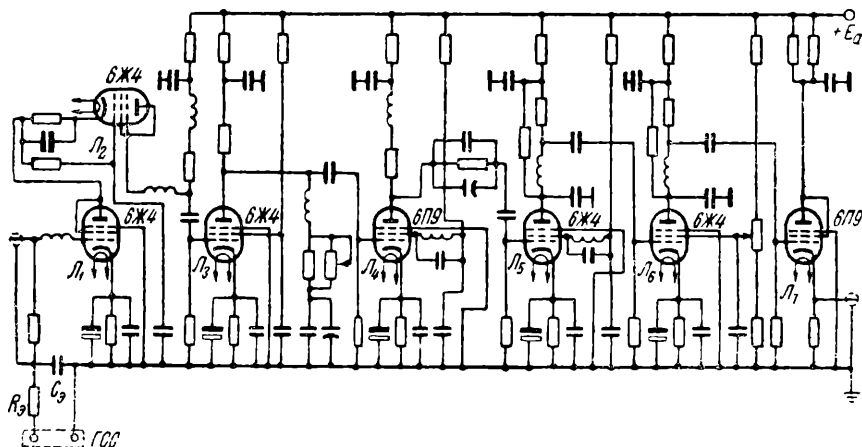


Рис. 19

ных цепей его ламп на землю. Величины корректирующих индуктивностей следует точно подбирать непосредственно по частотным характеристикам, поскольку точность их измерения, как правило, гораздо ниже, чем точность измерения величин сопротивлений и емкостей. Только в этом случае можно получить частотную, а следовательно, и фазовую характеристику усилителя, отличающуюся от расчетной не более чем на 10—15%.

Принципиальная схема предварительного усилителя киноканалов МТЦ, вступившего в эксплуатацию с начала 1956 г., представлена на рис. 19. Усилитель работает на лампах типов 6Ж4 и 6П9. В его схему включены режекторные контуры (в экранные сетки ламп  $L_4$  и  $L_5$ ) для ослабления разностной частоты биений между несущими частотами звука и изображения. Поскольку параметры усилителя целиком определяются его конструктивными данными, зависящими и от габаритов камеры, и от типа применяемой передающей трубки, спецификация к принципиальной схеме не приводится.

В режиме непрерывного облучения фотокатода передающей трубки типа ЛИ-1 применение подобного усилителя в киноканалах МТЦ позволило повысить четкость изображения на ви-

деоконтрольных устройствах телецентра до 600 строк при отсчете и по вертикальному клину, и по шкале групповой четкости испытательной таблицы 0249 при повышенной контрастности черно-белой границы.

В режиме импульсной засветки при тех же условиях четкость изображения в настоящее время составляет 500—550 строк при отсчете по шкале групповой четкости испытательной таблицы 0249 против четкости в 400—450 строк, имевшей место в киноканале МТЦ без применения апертурной компенсации.

Ввиду этого представляется целесообразным в дальнейшем еще более увеличить степень апертурной компенсации в киноканалах, использующих импульсную засветку фотокатода передающей трубки, тем более, что уровень флуктуационных помех описываемого усилителя, наблюдаемый визуально на экранах типовых приемных устройств, в настоящее время не превышает уровня шумов предварительного усилителя с простой схемой противозумовой коррекции и не снабженного схемой коррекции апертурных искажений.

Контрольные измерения четкости на экранах приемных устройств при применении усилителя с апертурной коррекцией показывают, что приращение четкости изображения может быть получено равным 50—100 строкам при отсчете по шкале групповой четкости испытательной таблицы 0249, если схема приемного устройства не содержит схему апертурной коррекции и имеет результирующую полосу пропускания порядка  $4,5 \div 5$  Мгц при плавном спаде результирующей частотной характеристики приемного устройства в сторону высоких частот (например, приемник типа «Ленинград Т-2»).

## Литература

1. Брауде Г. В. О возможности устранения шумов в ламповых усилителях. «ИЭСТ», 1936, № 11 (см. сборник стр. 99—120).
2. Брауде Г. В. Способ сложной противозумовой коррекции. «ИЭСТ», 1941, № 6 (см. сборник стр. 121—140).
3. Еремин В. Н. Экспериментальное исследование схемы сложной противозумовой коррекции. Дипломная работа. МЭИ, 1945.
4. Щернакова Л. А. Предварительный усилитель телепередатчика со сложной схемой противозумовой коррекции. Дипломная работа. МЭИ, 1949.
5. Валик И. Л. Исследование предварительного усилителя передающей телевизионной системы. Диссертация. ЛИАП, 1953.
6. James I. J. P. L'onde Electrique Août—Septembre, 1952, 386.
7. Брауде Г. В. Коррекция апертурных искажений телевизионных трубок. Отчет по научно-исследовательской работе № 86/52, ч. 11. ОНИР МЭИ, 1953.
8. Щернакова Л. А. Апертурные искажения приемных телевизионных трубок. Диссертация. МЭИ, 1953.
9. Селяков Л. М. Частотные и переходные характеристики приемных телевизионных трубок. Диссертация. МЭИ, 1955.

10. Брауде Г. В. Способ компенсации апертурных искажений в телевизионных трубках. Авторское свидетельство № 97607 по заявке от 25 ноября 1952 г.

11. Брауде Г. В. Способ коррекции апертурных искажений, вносимых приемной и передающей трубками. Авторское свидетельство № 104425 по объединенным заявкам от 14 июня 1952 г. и 17 июня 1953 г.

12. Сифоров В. И. Радиоприемные устройства. Воениздат, 1955.

13. Ламповые усилители. Ч. II. Изд. «Советское радио», 1951.

14. Лурье О. Б. Усилители видеочастоты. Изд. «Советское радио», 1955.

15. Крейцер В. Л. Видеоусилители. Изд. «Советское радио», 1952.

16. Брауде Г. В. О коррекции частотных и фазовых характеристик усилительных устройств. «ЖТФ», т. IV, вып. 9 и 10, 1934 (см. сборник стр. 5—45).

17. Брауде Г. В., Воскобойник Д. И., Чашников Ю. Г. Телекинопередатчик системы Брауде. Отчет № 300 НИИ. Л., 1940.

18. Гурьев А. И. Предварительный усилитель киноканала МТЦ. Дипломная работа. МЭИ, 1954.

19. Гисич П. Н. Анализ некоторых схем апертурной коррекции. Дипломная работа. МЭИ, 1953.

20. Курсаков В. А. Коррекция апертурных искажений с помощью сеточных схем. Дипломная работа. МЭИ, 1954.

---

## О применении отрицательной обратной связи во входной цепи телевизионного усилителя<sup>1)</sup>

Настоящая статья посвящена экспериментальному изучению шумов входной цепи телевизионного усилителя в условиях применения противозумовой коррекции и отрицательной обратной связи.

Как известно, для уничтожения тепловых флуктуаций на входе необходимо выбирать входное сопротивление таким большим, чтобы во всем диапазоне усиливаемых частот входную нагрузку можно было бы считать емкостной. При современной ширине полосы пропускаемых частот ( $3\div 4,5$  МГц) и входных емкостях телевизионных усилителей (20—25 пф) это условие обеспечивается при входных сопротивлениях порядка нескольких сотен тысяч ом. Этот способ уничтожения тепловых флуктуаций на входе, исчерпывающе уже описанный в [1], нашел в настоящее время всеобщее распространение. Однако до сих пор часто имеет место неправильное представление о сущности процессов, происходящих в предложенной схеме.

Отношение энергии полезного сигнала  $U_1$  к энергии шума тепловых флуктуаций  $U_2$  как в случае малых, так и в случае больших сопротивлений на входе выражается так:

$$\frac{U_1^2}{U_2^2} = I_0^2 \frac{\pi}{2 k T} \frac{R}{\omega},$$

где  $I_0$  — фототок,

$R$  — входное сопротивление,

$\omega$  — наивысшая частота, пропускаемая усилителем.

Это обстоятельство скрадывает различие в поведении собственно сигнала и шума в обоих случаях и дает часто повод невер-

---

<sup>1)</sup> «Известия электропромышленности слабого тока», 1941, № 6. Статья написана совместно с Д. И. Воскобойником.

но считать, что улучшение отношения полезного сигнала к шуму при применении больших сопротивлений на входе вызывается теми же причинами, что и в случае малых входных сопротивлений. Действительно, при малых сопротивлениях на входе энергия сигнала возрастает пропорционально квадрату  $R$ , а энергия шума — пропорционально первой степени  $R$ ; при больших входных сопротивлениях сигнал остается неизменным, а энергия шумов падает обратно пропорционально  $R$ . Таким образом, в случае больших  $R$  абсолютные величины шума тепловых флуктуаций уменьшаются и в пределе приближаются к 0.

Справедливость этого положения легко может быть доказана следующим экспериментом. Если на выходе некоторого усилителя, имеющего большое входное сопротивление (порядка 1 000 000 ом) и содержащего в одном из каскадов устройство, корректирующее частотную характеристику входа, включить прибор, измеряющий уровень шумов, и затем замкнуть входное сопротивление, то уровень шумов не изменится. Этот эксперимент показывает, что в случае больших значений  $R$  практически основным источником шумов является первая лампа усилителя, а не  $R$ . Дальнейшее улучшение отношения сигнал/шум может быть достигнуто путем уменьшения входной емкости усилителя. Это обстоятельство дало повод многим авторам [2, 3] рекомендовать применение на входе отрицательной обратной связи (противосвязь), поскольку последняя, как известно, приводит к уменьшению входной емкости. Однако при этом было упущено то положение, что противосвязь, уменьшая входную емкость усилителя, одновременно воздействует также на коэффициент усиления и на шумы лампы, причем это воздействие таково, что в результате, как будет показано ниже, улучшения отношения сигнал/шум лампы не происходит.

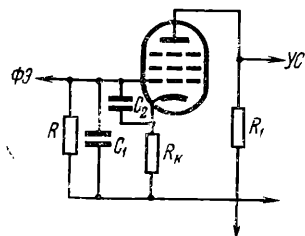


Рис. 1

Возможны две схемы противосвязи на входе. В первой схеме (рис. 1) противосвязь осуществляется в первом каскаде; во второй схеме (рис. 2) противосвязь на вход дается с третьего каскада. Во вто-

ром случае сопротивление в цепи катода первой лампы даже в случае весьма сильной обратной связи не превышает нескольких ом, благодаря чему возможно пренебречь обратной связью, вызываемой анодным током первого каскада. Расчет сигнала и шума проведем для второй схемы, в которую первая схема входит как частный случай.

Вычислим сигнал на выходе трехкаскадника (рис. 3), где для общности рассуждений:  $Z_1$  — нагрузка между сеткой и землей;  $Z_2$  — нагрузка между сеткой и катодом;  $I_0$  — фототок;  $I_{a3}$  — сила анодного тока третьей лампы;  $I_2$  — сила тока через нагрузку  $Z_2$ .

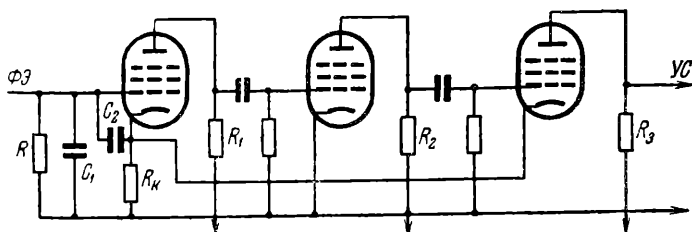


Рис. 2

Из схемы рис. 3 имеем

$$I_2 = I_0 \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2 + R_k} - I_{a3} \frac{R_k}{Z_1 + Z_2 + R_k}.$$

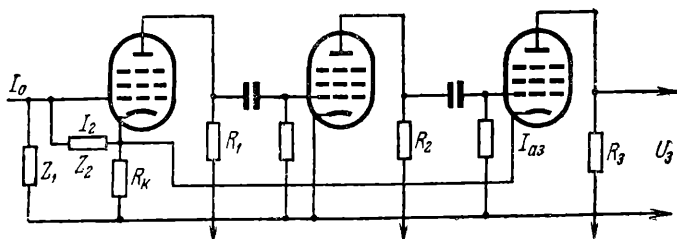


Рис. 3

Учитывая очевидные равенства

$$I_{a3} = \frac{U_3}{R_3} \quad \text{и} \quad U_3 = I_2 Z_2 k_1 k_2 k_3,$$

где  $k_1 = S_1 R_1$ ,  $k_2 = S_2 R_2$ ,  $k_3 = S_3 R_3$ ,

$U_3$  — напряжение сигнала на выходе трехкаскадника, легко получить:

$$U_3 = I_0 \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2 + R_k} \frac{k_1 k_2 k_3}{1 + k_1 k_2 S_3 R_k \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2 + R_k}}.$$

Пренебрегая величиной  $R_k$  по сравнению с  $Z_1 + Z_2$  (что вполне допустимо, ибо  $R_k$  — порядка нескольких ом), получим окончательно

$$U_3 = I_0 \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2} \frac{k_1 k_2 k_3}{1 + k_1 k_2 S_3 R_k \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2}}. \quad (1)$$

Как мы видим, с увеличением  $R_k$ , т. е. с увеличением противосвязи, величина сигнала падает.

$\frac{Z_2}{Z_1+Z_2}$  показывает, в какой мере ослабляется и искажается отрицательная обратная связь вследствие того, что она подается на сетку первой лампы потенциометрически через комплексные сопротивления  $Z_1$  и  $Z_2$  входной цепи. Действие входной цепи как потенциометра, через который подается отрицательная обратная связь, часто совершенно упускается из виду; в частности, Барко [2] и за ним ряд других авторов рассчитывают отрицательную обратную связь на входе так, как будто все напряжение катодного сопротивления, складываясь с входным напряжением, попадает на сетку первой лампы; между тем это имеет место лишь при  $Z_1=0$  или  $Z_2=\infty$  и совершенно не соответствует реальным условиям входа телевизионного усилителя.

Рассмотрим некоторые предельные случаи:

1) В случае  $Z_1 \rightarrow 0$  или  $Z_2 \rightarrow \infty$  выражение (1) принимает вид

$$U_3 = I_0 Z_1 \frac{k_1 k_2 k_3}{1 + k_1 k_2 S_3 R_3}.$$

Как мы видим, в этом случае потенциометрическим действием входной цепи действительно можно пренебречь.

2) В случае  $Z_1 \rightarrow \infty$

$$U_3 = I_0 Z_2 k_1 k_2 k_3.$$

Напряжение, развиваемое на сопротивлении  $R_k$  при  $Z_1 \rightarrow \infty$ , перестает попадать на сетку первой лампы, и обратная связь прекращается. Сигнал на выходе принимает такое значение, как будто противосвязь полностью отсутствует.

3) В случае, когда обратная связь так велика, что  $k_1 k_2 S_3 R_k \frac{Z_2}{Z_1+Z_2} \gg 1$ , для сигнала получаем следующее выражение:

$$U_3 = I_0 Z_1 \frac{R_3}{R_k}.$$

Частотная характеристика входа полностью определяется частотной характеристикой  $Z_1$ . Этот случай, как нетрудно видеть, соответствует максимальной регенерации входной емкости.

Переходя от общих значений  $Z_1$  и  $Z_2$  к их значениям в предельном случае противощумовой коррекции —  $R = \infty$ , т. е.

$$Z_1 = \frac{1}{i\omega C_1} \quad \text{и} \quad Z_2 = \frac{1}{i\omega C_2},$$

получим для значения сигнала на выходе трехкаскадника

$$U_3 = \frac{I_0}{i \omega (C_1 + C_2)} \frac{k_1 k_2 k_3}{1 + k_1 k_2 S_3 R_k} \frac{C_1}{C_1 + C_2}.$$

Как мы видим, сигнал будет резко зависеть от частоты, падая вместе с увеличением частоты. Для того чтобы скорректировать частотную характеристику трехкаскадника, в одном из последующих каскадов усилителя так же, как и в случае обычной противозумовой коррекции без противосвязи, необходимо включить корректирующую самоиндукцию  $L$ . Тогда сигнал на выходе всего усилителя будет равен

$$U'' = \frac{I_0}{C_1 + C_2} \frac{k_1 k_2 k_3}{1 + k_1 k_2 S_3 R_k} \frac{C_1}{C_1 + C_2} S L k,$$

где  $S$  — крутизна каскада, в котором включена корректирующая самоиндукция;  $k$  — коэффициент усиления остальных каскадов усилителя.

Вычислим теперь величину шума на выходе усилителя в условиях обратной связи, учитывая, что при  $R = \infty$  шум тепловых флуктуаций отсутствует и источником шумов является первая лампа усилителя. Введем для этого понятие элементарного флуктуационного тока, определяемое равенством

$$\overline{\Delta i} = \sqrt{\frac{e}{\pi} I_{a1} D \Delta \omega},$$

где  $I_{a1}$  — сила анодного тока первой лампы,  
 $D$  — коэффициент депрессии.

Это определение следует из формулы Шоттки для дробового эффекта в лампах. Элементарное напряжение шума на выходе трехкаскадника

$$\overline{\Delta u} = \left( \overline{\Delta i} R_1 - \overline{\Delta u} \frac{1}{R_3} \frac{R_k (Z_1 + Z_2)}{Z_1 + Z_2 + R_k} \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} k_1 \right) k_2 k_3$$

или, иначе,

$$\overline{\Delta u} = \overline{\Delta i} R_1 \frac{k_2 k_3}{1 + k_1 k_2 S_3 R_k} \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2 + R_k}.$$

Пренебрегая величиной  $R_k$  по сравнению с  $Z_1 + Z_2$ , получим окончательно

$$\overline{\Delta u} = \overline{\Delta i} R_1 \frac{k_2 k_3}{1 + k_1 k_2 S_3 R_k} \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2}. \quad (2)$$



Сравнивая это выражение с ф-лой (1) для величины сигнала, мы видим, что напряжение шума падает с увеличением противосвязи по тому же закону, что и напряжение сигнала. Подставляя теперь вместо  $Z_1$  и  $Z_2$  их значения и интегрируя по всему диапазону частот, пропускаемых усилителем, мы получим для энергии шума на выходе всего усилителя

$$\overline{U^2} = \frac{e}{\pi} I_{a1} D \left[ R_1 \frac{k_2 k_3}{1 + k_1 k_2 S_3 R_k \frac{C_1}{C_1 + C_2}} \right]^2 \int_0^{\omega} \omega^2 S^2 L^2 k^2 d\omega,$$

т. е.

$$\overline{U^2} = \frac{e}{\pi} I_{a1} D \frac{R_1^2 k_2^2 k_3^2 S^2 L^2 k^2 \omega^3}{3 \left( 1 + k_1 k_2 S_3 R_k \frac{C_1}{C_1 + C_2} \right)^2}.$$

Рассматривая теперь отношение энергии сигнала к энергии шума

$$\frac{U'^2}{\overline{U^2}} = \frac{3\pi I_0^2 S_1^2}{I_{a1} e D (C_1 + C_2)^2 \omega^3},$$

мы видим, что оно не зависит от  $R_k$ , т. е. от величины противосвязи. Этот факт не может теперь являться неожиданным, поскольку еще выше мы установили одинаковую зависимость значения сигнала и шума от величины противосвязи.

Таким образом, противосвязь, несмотря на регенерацию входной емкости, никакого выигрыша в отношении сигнал/шум не дает. Формула (2), лежащая в основе расчета, была проверена экспериментально для второй схемы противосвязи. Была проверена зависимость  $\Delta u$  от  $R_k$  при входном сопротивлении, равном 1 Мом. Результаты эксперимента по второй схеме представлены в таблице.

Как видно из таблицы, измерения с достаточной точностью подтверждают выводы теории.

Таблица

$R_k$ ом	Измерен- ные шумы в	Расчетные шумы в
0	49	—
1,00	36	38
1,75	31	32
3,50	23	23
7,00	18	16

## Литература

1. Брауде Г. В. О возможности устранения шума в ламповых усилителях. «ИЭСТ», 1936, № 11 (см. сборник стр. 99—120).
2. Varco. «RCA Review», IV, 1939, N 1.
3. Крейцер В. Л. ИЭСТ, 1940, №№ 4—5.

# **Предварительный усилитель телевизионного канала<sup>1)</sup>**

## **Введение**

Предварительный усилитель является первым и очень ответственным звеном телевизионного тракта. Качественные показатели телевизионного изображения во многом определяются соответствующими показателями предварительного усилителя.

Предварительный усилитель должен одновременно удовлетворять целому ряду очень жестких требований, главнейшими из которых являются:

- 1) высокое отношение сигнал/шум;
- 2) минимальные линейные и нелинейные искажения.

Кроме того, усилитель должен быть прост в эксплуатации, обладать достаточной надежностью и стабильностью параметров, иметь запас по усилению, малый микрофонный эффект, минимальные габариты, вес и т. д. Предварительный усилитель типового оборудования комплекса ТЦ-4 типа У-23 не соответствует современным требованиям к качественным показателям телевизионного вещания.

## **Линейные и нелинейные искажения**

Рассмотрим линейные и нелинейные искажения обычно применяемой схемы предварительного усилителя со сложной противощумовой коррекцией [5], эквивалентная схема которого в области высших частот изображена на рис. 1. После предварительного усиления сигнала первой лампой усилителя до уровня, достаточного, что-

---

<sup>1)</sup> «Техника кино и телевидения», 1966, № 1. Статья написана совместно с В. Н. Чудовым.

бы не сказывались шумы последующих каскадов, сигнал подается на два каскада коррекции частотных искажений входной цепи:

1) на «дифференцирующий каскад», корректирующий интегрирование сигнала во входной цепи с постоянной времени  $\tau_{вх} = R_1(C_1 + C_2)$ ;

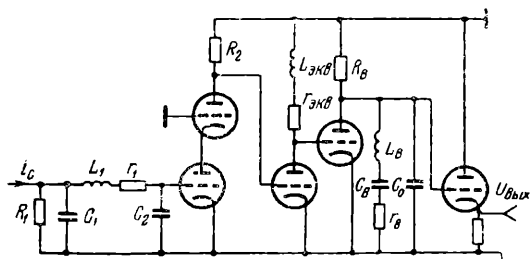


Рис. 1

2) на «вырезающий каскад», устраняющий резкий подъем частотной характеристики на частоте резонанса входного фильтра.

Место расположения в схеме дифференцирующего каскада существенно влияет на свойства предварительного усилителя. При выборе схемы усилителя надо учесть, что:

1) с точки зрения микрофонного эффекта усиление в области низких частот каскада, расположенного после дифференцирующего, должно быть возможно меньшим;

2) особенно жесткие требования к линейности усиления должны предъявляться к каскадам усиления, предшествующим дифференцирующей схеме, так как нелинейные искажения видеосигнала в этих каскадах при последующей коррекции частотных искажений входной цепи вызывают необратимые искажения, которые в дальнейшем невозможно скорректировать.

Величина сопротивления нагрузки передающей трубки выбирается возможно большей с целью максимального превышения видеосигнала над шумами сопротивления и первой лампы усилителя. При дальнейшей коррекции входной цепи усилителя с помощью дифференцирующей схемы, кроме того, происходит перераспределение шумов усилителя по спектру, так что на низких частотах, где шумы наиболее заметны, получается наибольшее превышение сигнала над шумами.

Однако полностью использовать эти замечательные свойства противошумовой коррекции не представляется возможным, так как при больших значениях сопротивления нагрузки трубки сказываются динамические изменения внутреннего сопротивления и выходной емкости передающей трубки, а также входной емкости первой лампы усилителя. В этом случае трудно скорректировать частотные искажения входной цепи, так как выходные параметры трубки и входная динамическая емкость лампы зависят от

освещенности фотокатода, содержания изображения и тока сигнала, что приводит к низкочастотным искажениям видеосигнала, проявляющимся в виде тянущихся продолжений от крупных и средних деталей изображения, резко отличающихся по контрасту от общего фона изображения (например, от титров и т. п.).

Эти низкочастотные линейные искажения, приводящие к появлению длинных «тянучек», особенно заметны при передаче движущихся изображений и оставляют очень неприятное впечатление о качестве телевизионного изображения. Для устранения указанных недостатков для коррекции входной цепи применяются схемы усилителей с отрицательной обратной связью.

Рассмотрим эквивалентную схему предварительного усилителя с отрицательной обратной связью по напряжению (рис. 2). На-

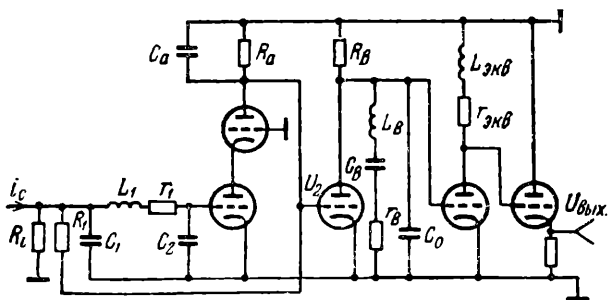


Рис. 2

пряжение обратной связи с выхода каскадного усилителя, имеющего малое внутреннее сопротивление, подается на эквивалентный вход усилителя, т. е. в разрыв сопротивления нагрузки передающей трубки. При этом образуется генератор эдс с внутренним сопротивлением, равным  $R_1$ , эквивалентный передающей трубке как генератору тока с нагрузкой, равной  $R_1$ . При такой схеме входная цепь предварительного усилителя оказывается внутри замкнутой петли обратной связи. Попытки коррекции входа предварительного усилителя с помощью отрицательной обратной связи начались с 1941 г. [2], однако они не шли дальше разработки лабораторных образцов из-за склонности к генерации, так как в них применялась глубокая отрицательная обратная связь, охватывающая несколько каскадов усилителя с целью получения полной коррекции частотных искажений входной цепи. Между тем для достижения требуемого эффекта достаточно охватить отрицательной обратной связью первый каскад усилителя, при этом принципиальные ограничения с точки зрения устойчивости усилителя отсутствуют.

Пренебрегая некоторыми деталями, о которых будет сказано ниже, для коэффициента передачи входной цепи совместно с каскадным усилителем получим выражение

$$\frac{u_2}{i_c R_1} = \frac{\frac{k_0}{1+k_0}}{1 - \omega^2 \frac{L_1 C_2 + R_1 r_1 C_1 C_2}{1+k_0} + i \omega \frac{\tau_{\text{вх}}}{1+k_0} (1 - \omega^2 L_1) \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}, \quad (1)$$

где  $\tau_{\text{вх}} = R_1(C_1 + C_2)$ ;  $U_2$  — напряжение сигнала в аноде каскодного усилителя;  $i_c$  — ток сигнала передающей трубки;  $C_1$  — выходная емкость передающей трубки и емкость монтажа;  $C_2$  — входная динамическая емкость первой лампы усилителя и емкость монтажа;  $L_1$  — индуктивность входного контура;  $r_1$  — сопротивление потерь индуктивности;  $k_0$  — коэффициент усиления каскодного усилителя.

Коэффициент передачи усилителя в целом определяется выражением

$$\begin{aligned} \frac{u_{\text{вых}}}{i_c R_1} &= \frac{A \left[ 1 - \omega^2 \left( L_B C_B + r_B C_B \frac{L_{\text{ЭКВ}}}{r_{\text{ЭКВ}}} \right) + i \omega \frac{L_{\text{ЭКВ}}}{r_{\text{ЭКВ}}} (1 - \omega^2 L_B C_B) \right]}{\left[ 1 - \omega^2 \frac{L_1 C_2 + R_1 r_1 C_1 C_2}{1+k_0} + i \omega \tau'_{\text{вх}} \left( 1 - \omega^2 L_1 \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \right) \right]} \times \\ &\rightarrow \frac{1}{\times \left[ 1 - \omega^2 L_B C_B + i \omega R_B (C_0 + C_B) \left( 1 - \omega^2 L_B \frac{C_0 C_B}{C_0 + C_B} \right) \right]}, \quad (2) \end{aligned}$$

где  $\tau'_{\text{вх}} = \frac{\tau_{\text{вх}}}{1+k_0}$ ;  $L_{\text{ЭКВ}}$ ,  $r_{\text{ЭКВ}}$  — эквивалентные параметры дифференцирующей схемы;  $R_B$ ,  $L_B$ ,  $C_B$ ,  $r_B$ ,  $C_0$  — элементы схемы вырезки;  $A$  — коэффициент усиления усилителя на низких частотах.

Условия, соответствующие оптимальной частотной характеристике усилителя, почти полностью повторяют соответствующие условия для обычной схемы предварительного усилителя, приведенной в работе [5]:

$$C_B = 3C_0; \quad L_B C_B = L_1 \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2};$$

$$R_B^2 = \frac{9}{8} \frac{L_B}{C_B}; \quad \frac{L_{\text{ЭКВ}}}{r_{\text{ЭКВ}}} = \tau'_{\text{вх}};$$

$$r_B C_B = r_1 \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} - \frac{L_1 \left[ \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} (1 + k_0) - C_2 \right]}{R_1 (C_1 + C_2)} \approx r_1 \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}.$$

При выполнении этих условий результирующая частотная и фазовая характеристики усилителя описываются уравнениями:

$$|\alpha_{yc}| = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{8} \Delta^6}}; \varphi_{yc} = -\arctg \frac{\Delta}{2,82} \frac{4 - \Delta^2}{1 - \Delta^2},$$

где  $\Delta = \frac{\omega}{\omega_p} = \omega \sqrt{L_b C_b}$  — относительная частота.

В приведенных выражениях не учитывается паразитная емкость  $C_a$ , шунтирующая анодную нагрузку каскода, которую можно компенсировать методами видеокоррекции в аноде каскода, либо в целях упрощения учесть как дополнительный некорректированный каскад с коэффициентом передачи, равным  $\frac{1}{1 + i\omega\tau_a}$ , где  $\tau_a = R_a C_a$ . Такое упрощение, по расчету, в обычных для практики условиях дает ошибку менее 3%. Кроме того, паразитная емкость с анода второй лампы каскодного усилителя на управляющую сетку первой лампы может сильно исказить частотную характеристику первого каскада, поэтому следует обязательно принять меры для снижения этой емкости: первую лампу вместе с ее монтажом отделять от остальной части усилителя стальным экраном, сопротивление  $R_1$  набирать из нескольких последовательно включенных сопротивлений с малой проходной емкостью (например, УЛМ-0,12). В этих условиях искажающим влиянием этой емкости можно пренебречь. Из выражения (1) видно, что введение отрицательной обратной связи уменьшает величину сопротивления нагрузки передающей трубки  $R_1$  в  $(1 + \kappa_0)$  раз.

При применении в каскаде современных ламп легко можно получить глубину отрицательной обратной связи  $(1 + \kappa_0)$  больше 20, что позволяет гораздо эффективнее использовать возможности противوشумовой коррекции, увеличив значительно  $R_1$ , при этом динамические низкочастотные искажения будут существенно снижены. Практическая схема усилителя с передающей трубкой типа ЛИ-101 при испытаниях показала, что при изменении сопротивления нагрузки передающей трубки от 150 до 30 ком и выходной емкости от 23 до 45 пф низкочастотных искажений на тесте 0249 не возникает, тогда как в предварительном усилителе, выполненном по обычной схеме, при подобных экспериментах изображение выглядело сильно размазанным. Так как заметные низкочастотные искажения в этой схеме принципиально отсутствуют, то не требуется периодической подстройки усилителя по длинным «тянучкам» при смене ламп и передающей трубки.

Использование этой схемы позволяет улучшить линейность усилителя и существенно снизить в нем микрофонный эффект. Коэффициент усиления первого каскада в области низких частот практически равен единице, и, следовательно, уровень сигнала в аноде первой лампы в  $(1 + \kappa_0)$  раз меньше, чем в обычном усилителе. Малый уровень сигнала снижает нелинейные искажения при перенесении дифференцирующей схемы в последний каскад усилителя.

Применение отрицательной обратной связи не изменяет отно-

шения сигнал/шум усилителя, поэтому расчет отношения сигнал/шум усилителя можно производить как для обычной схемы, основываясь на возможно более точных измерениях параметров входной цепи.

## Предварительный усилитель

На рис. 3 приведена схема предварительного усилителя для камеры КТ-5 на супериконоскопе. Каскодный усилитель охвачен отри-

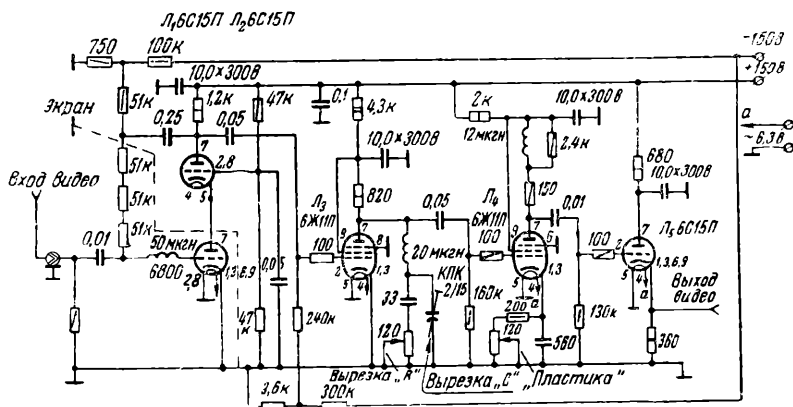


Рис. 3

цательной обратной связью. Для снижения микрофонного эффекта дифференцирующий каскад должен быть последним каскадом усилителя. Функции дифференцирования в данном усилителе осуществляются в катode и anode третьего каскада усилителя, при этом образуется комбинированная схема коррекции частотных искажений входной цепи [7]. Благодаря применению отрицательной обратной связи в усилителе принципиально отсутствуют низкочастотные искажения типа длинных «тянучек». Регулятором «пластика» устанавливается минимум коротких «тянучек» на изображении испытательного теста 0249. Вырезающий контур установлен в anode второго каскада усилителя. Для удобства подстройки вырезающего контура для изменения частоты настройки контура применен дополнительный полупеременный конденсатор малой емкости, ротор которого заземлен, что позволяет подстраивать вырезающий контур без специальной безындукционной отвертки. Отношение сигнал/эффективный шум усилителя при  $f_{гр} = 6 \text{ МГц}$  и  $i_c = 2,5 \times 10^{-7} \text{ а}$  более 100 раз.

Усилитель смонтирован на стальном шасси, между первой и второй лампами каскодного усилителя установлен стальной экран. «Земляные» провода усилителя припаиваются к лепесткам, вырубленным на самом шасси блока.

Следует очень внимательно отнестись к качеству пайки земляных проводов к лепесткам, выбитым непосредственно на шасси блока; предварительно их необходимо тщательно зачистить надфилем и затем облудить.

При настройке предварительного усилителя в области высших частот следует для подачи сигнала ИЧХ на вход усилителя изготовить специальный шуп, представляющий собой большое сопротивление, равное или несколько большее, чем сопротивление нагрузки передающей трубки.

При достаточно большом сопротивлении нагрузки передающей трубки амплитудно-частотная характеристика входной цепи в области частот от 1 Мгц и выше даже при уменьшении  $R_{вх}$  в два раза за счет шунтирующего действия испытательного шупа практически носит емкостный характер, т. е. имеет форму гиперболы, в силу чего указанная схема подачи сигнала в области высоких частот эквивалентна передающей трубке как генератору тока сигнала. Соответственно частотная характеристика дифференцирующей схемы в области частот от 1 до 6 Мгц должна иметь линейный характер.

В указанном методе настройки предварительного усилителя в области высоких частот имеют место два фактора, которые могут привести к грубым погрешностям измерений:

1) прямая наводка сигнала ИЧХ на вход усилителя. Для снижения этого фактора сопротивление «шупа» набирается из нескольких сопротивлений с малой проходной емкостью (обычно УЛМ-0,12), а провода, подводящие сигнал ИЧХ, располагают дальше от монтажа усилителя;

2) интегрирование сигнала ИЧХ за счет распределенной емкости сопротивления «шупа» на землю.

Подбором количества сопротивлений и выбором конструкции шупа можно добиться взаимной компенсации влияния этих двух факторов.

Настройка самого шупа может быть осуществлена методом сравнения указанного способа подачи сигнала ИЧХ с любым другим заведомо более точным способом, например, на предварительном усилителе с простой противозумовой коррекцией, без отрицательной обратной связи, с такими же параметрами входной цепи, методом эквивалентной постоянной времени. По этому методу сигнал ИЧХ подается на вход предварительного усилителя через сопротивление  $R_3$  небольшой величины, а сетка первой лампы шунтируется на землю емкостью  $C_3$ , так, чтобы выполнялось равенство

$$R_3 C_3 = \tau_{вх}.$$

Затем частотная характеристика усилителя проверяется с помощью шупа, и подбором параметров шупа добиваются такой же формы частотной характеристики, как и с эквивалентной постоянной времени.



При всех последующих измерениях пространственное положение щупа относительно шасси усилителя должно быть одинаковым.

## Литература

1. Брауде Г. В. О возможности устранения шумов в ламповых усилителях. «ИЭСТ», 1936, № 11 (см. сборник стр. 99—120).
  2. Брауде Г. В. Способ устранения шумов усилителя. Авт. свидетельство № 64435 по заявке от 5.V.1941 г.
  3. Лурье О. Б. Усилители видеочастоты. Изд. «Советское радио», 1961
  4. Красильников Н. Н. Помехоустойчивость телевизионных устройств Госэнергоиздат, 1961.
  5. Брауде Г. В., Ушаков М. А. «Техника кино и телевидения», 1957, № 8 (см. сборник стр. 141—162).
  6. Ушаков М. А. «Техника кино и телевидения», 1959, № 10.
  7. Лисогурский В. И. «Техника кино и телевидения», 1962, № 4.
  8. Леви А. Л. Устранение погрешности при снятии частотных характеристик предварительных усилителей. «Техника кино и телевидения», 1963, № 8.
  9. Ульянов В. Н., Маковец В. Г., Евдокимов А. В. О конструировании и регулировке предварительных усилителей передающих камер. «Техника телевидения», вып. 5, 1964.
-

# Апертурная коррекция

## Коррекция апертурных искажений при помощи дифференцирующих цепей (дифференциальная апертурная коррекция)<sup>1)</sup>

### В в е д е н и е

В работе описывается способ коррекции апертурных искажений телевизионных систем при помощи двойных дифференцирующих цепей и цепей задержки времени и анализируются элементы устройств, построенных по этому способу<sup>2)</sup>.

В 1952 г. автором был предложен новый способ коррекции апертурных искажений телевизионных систем при помощи двойных дифференцирующих цепочек [1].

В Московском энергетическом институте на кафедре «Основы радиотехники» в течение 1952—1956 гг. под руководством автора велась научно-исследовательская работа и был разработан ряд устройств, основанных на этом способе [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8]. В 1953 г. в Московской телевизионной лаборатории по этому способу было построено корректирующее устройство для телевизионного трансляционного узла [9]. Подобные корректирующие устройства успешно эксплуатируются в настоящее время в ряде телевизионных установок предприятий радиотехнической промышленности.

С 1953 г. аналогичные работы стали появляться и за рубежом [10, 11, 12]. Однако содержание их, по существу, не выходит за пределы первоначального предложения автора.

Ввиду отсутствия отечественной литературы по дифференциальной апертурной коррекции в широкой печати статья начинается с описания основ этого способа.

---

<sup>1)</sup> «Техника кино и телевидения», 1957, № 2.

<sup>2)</sup> Апертурными искажениями в телевидении считаются искажения, обусловленные конечными размерами развертывающих отверстий (aperture) — электронных пятен телевизионных трубок. Подобные же искажения вызываются в телевизионной системе абберациями электронно-оптических и оптических устройств.

## Основы способа<sup>1)</sup>

Апертурные искажения телевизионной системы, обусловленные конечными размерами развертывающих отверстий (апертур) — электронных пятен передающей и приемной телевизионных трубок, — описываются, как известно, частотными характеристиками, резко спадающими в области высоких частот, причем компоненты различных частот, изменяясь по амплитуде, не сдвигаются по фазе.

Для коррекции этих искажений необходимо создать электрическую систему, обладающую частотной характеристикой, обратной частотной характеристике апертуры, т. е. резко повышающейся в области высоких частот и в то же время не имеющей фазовых сдвигов или, по крайней мере, с совершенно линейной фазовой характеристикой.

Однако обычные электрические цепи при частотной характеристике, резко повышающейся в области высоких частот, дают изменения фазового сдвига, резко отличные от линейного, что приводит к необходимости применения дополнительных цепей фазовой коррекции [13].

В настоящей работе описывается способ создания электрической системы, обладающей частотной характеристикой, необходимой для компенсации апертурных искажений и не вносящей принципиально фазовых искажений.

Этот способ основан на том, что частотная характеристика апертуры может быть приближенно представлена в виде функции, обратной степенному ряду относительного квадрата частоты.

В частности, частотная характеристика апертуры, соответствующая кривой «прозрачности» пятна, изображаемой функцией нормального закона распределения вероятностей  $R(x) = e^{-ax^2}$ , представляется выражением

$$\alpha = e^{-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} = \frac{1}{1 + \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}{1!} + \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^4}{2!} + \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^6}{3!} + \dots},$$

где  $\omega_0$  — граничная частота, на которой амплитуда падает в  $e$  раз.

В общем виде частотная характеристика апертуры может быть приближенно представлена в виде

$$\alpha = \frac{1}{1 + a_1 \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + a_2 \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^4 + a_3 \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^6 + \dots}.$$

<sup>1)</sup> В основу этого раздела положен текст «Описания изобретения» к авторскому свидетельству [1].

Частотная характеристика корректирующей электрической системы должна, таким образом, иметь вид

$$x_1 = 1 + a_1 \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 + a_2 \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^4 + a_3 \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^6 + \dots,$$

где  $\omega_0$  — граничная частота, в качестве которой условимся считать ту частоту, на которой апертурное затухание достигает величины  $\frac{1}{e}$  независимо от вида

апертур.

На рис. 1 представлена схема, иллюстрирующая описываемый способ создания корректирующей электрической системы, обладающей частотной характеристикой указанного вида без фазовых сдвигов.

Исходное напряжение  $u_{вх}$  подается на ряд каналов, из которых первый — канал основного сигнала, двухкаскадный реостатный усилитель — усиливает входное напряжение без поворота фазы, создавая на выходе усиленное напряжение  $u_0 = k u_{вх}$ ; второй — канал второй производной, двухкаскадная дифференцирующая RC цепочка и однокаскадный реостатный усилитель — дважды дифференцирует входное напряжение и усиливает его, поворачивая фазу на  $180^\circ$  и создавая на выходе напряжение

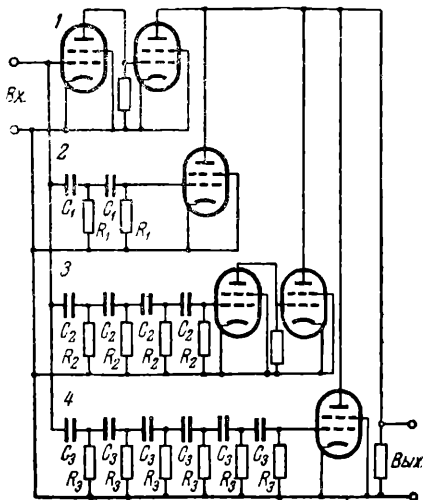


Рис. 1

$$u_1 = u_{вх} (i \omega C_1 R_1)^2 (-k_1) = u_{вх} k_1 C_1^2 R_1^2 \omega^2,$$

пропорциональное квадрату частоты; третий — канал четвертой производной, четырехкаскадная дифференцирующая RC цепочка и двухкаскадный реостатный усилитель — четырежды дифференцирует входное напряжение и усиливает его без поворота фазы, создавая на выходе напряжение

$$u_2 = u_{вх} (i \omega C_2 R_2)^4 k_2 = u_{вх} k_2 C_2^4 R_2^4 \omega^4,$$

пропорциональное четвертой степени частоты; четвертый — канал шестой производной, шестикаскадная дифференцирующая RC цепочка и однокаскадный реостатный усилитель — шесть раз дифференцирует входное напряжение и усиливает его, поворачивая фазу на  $180^\circ$ , создавая на выходе напряжение

$$u_3 = u_{вх} (i \omega C_3 R_3)^6 (-k_3) = u_{вх} k_3 C_3^6 R_3^6 \omega^6,$$

пропорциональное шестой степени частоты, и т. д.

Эти напряжения, суммируясь на выходе каналов, на общей анодной нагрузке образуют выходное напряжение, являющееся суммой отдельных напряжений:

$$u_0, u_1, u_2, u_3 \dots,$$

т. е.

$$u_{\text{вых}} = u_0 + u_1 + u_2 + u_3 + \dots = u_{\text{вх}} k_0 + u_{\text{вх}} k_1 C_1^2 R_1^2 \omega^2 + \\ + u_{\text{вх}} k_2 C_2^4 R_2^4 \omega^4 + u_{\text{вх}} k_3 C_3^6 R_3^6 \omega^6 + \dots$$

Коэффициент усиления схемы представится в виде

$$m = \frac{u_{\text{вых}}}{u_{\text{вх}}} = k_0 + k_1 C_1^2 R_1^2 \omega^2 + k_2 C_2^4 R_2^4 \omega^4 + k_3 C_3^6 R_3^6 \omega^6 + \dots,$$

а относительный коэффициент усиления в виде

$$\beta = 1 + \frac{k_1}{k_0} C_1^2 R_1^2 \omega^2 + \frac{k_2}{k_0} C_2^4 R_2^4 \omega^4 + \frac{k_3}{k_0} C_3^6 R_3^6 \omega^6 + \dots$$

Сравнивая полученное выражение для  $\beta$  с выражением для необходимой частотной характеристики  $\alpha_1$ , получаем следующие значения для его коэффициентов:

$$\frac{k_1}{k_0} C_1^2 R_1^2 = \frac{a_1}{\omega_0^2}; \quad \frac{k_2}{k_0} C_2^4 R_2^4 = \frac{a_2}{\omega_0^4}; \quad \frac{k_3}{k_0} C_3^6 R_3^6 = \frac{a_3}{\omega_0^6}$$

и т. д., при которых  $\beta = \alpha_1$  и описанная выше схема корректирует апертурные искажения, определяемые коэффициентами  $a_1, a_2, a_3 \dots$  и граничной частотой  $\omega_0$  частотной характеристики апертур.

Схема рис. 1, иллюстрирующая основу описываемого способа, практически невыполнима без внесения дополнительных частотно-фазовых искажений. Она предполагает, что дифференцирующие цепочки имеют такие постоянные времени, которые обеспечивают практическое отсутствие всяких изменений фазовых сдвигов, в том числе и линейных в рабочей полосе частот. При этом, в случае стандартной телевизионной полосы, допустимые величины постоянных времени дифференцирующих цепочек окажутся слишком малыми для обеспечения необходимых величин суммируемых сигналов.

Гораздо легче обеспечить отсутствие частотно-фазовых искажений, создавая двухкаскадные дифференцирующие цепочки, обладающие в рабочей полосе частот практически линейной фазовой характеристикой. При этом можно допускать сколь угодно большие абсолютные изменения фазовых сдвигов на высоких частотах, если только обеспечить одновременно необходимое для осуществления алгебраического суммирования равенство между угловыми коэффициентами фазо-частотных характеристик всех составляющих сигнала, пропорциональных четным степеням частоты, и угловым коэффициентом фазо-частотной характеристики основного сигнала (нулевой степени частоты).

Для обеспечения условия равенства угловых коэффициентов фазо-частотных характеристик должны быть применены дополнительные фазосдвигающие линейно-фазовые цепи, выравнивающие угловые коэффициенты фазо-частотных характеристик различных составляющих и основного сигнала.

В качестве таких фазосдвигающих линейно-фазовых цепей могут быть использованы электромагнитные цепи задержки времени или видеоусилительные каскады с простой или сложной схемой коррекции верхних частот.

В качестве двухкаскадной дифференцирующей цепочки, обладающей линейно-фазовой характеристикой, можно, например, применить цепь, представленную на рис. 2.

Основными элементами этой цепи являются индуктивность  $L$  и цепочка  $RC$ ,  $C_1$  и  $C_2$  представляют собой паразитные емкости входа и выхода схемы: емкость  $C_1$  учитывает выходную емкость лампы, в анодную цепь которой включается индуктивность  $L$ , емкость  $C_2$  учитывает входную емкость лампы, на сетку которой подается напряжение, снимаемое с сопротивления  $RC$  цепочки.

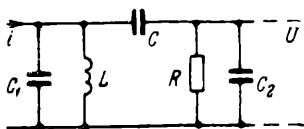


Рис. 2

Отношение выходного напряжения к входному току для этой цепи представляется в виде

$$\frac{u}{i} = \frac{-\omega^2 L R C}{1 - \omega^2 K R^2 C_1^2 (1+y) + i\omega R C_1 [(x+y)(1 - \omega^2 K R^2 C_1^2) - \omega^2 K R^2 C_1^2 xy]},$$

где

$$x = \frac{C_2}{C_1}, \quad y = \frac{C}{C_1}, \quad K = \frac{L}{R^2 C_1}.$$

Это выражение представляет собой составляющую сигнала, пропорциональную квадрату частоты. Коэффициент при квадрате частоты — коэффициент двойного дифференцирования.

Модуль относительной величины этого коэффициента представляется в виде

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{[1 + \omega^2 K R^2 C_1^2 (1+y)]^2 + \omega^2 R^2 C_1^2 [(x+y)(1 - \omega^2 K R^2 C_1^2) - \omega^2 K R^2 C_1^2 xy]}};$$

фазовый сдвиг в виде

$$\varphi = -\arctg \omega R C_1 \frac{(x+y) - K(x+y+xy)\omega^2 R^2 C_1^2}{1 - K(1+y)\omega^2 R^2 C_1^2};$$

начальный угловой коэффициент фазо-частотной характеристики — время задержки двойной дифференцирующей цепочки — в виде

$$\frac{d\varphi}{d\omega_{\omega=0}} = -RC_1(x+y).$$

При подчинении параметров цепи условиям оптимальной линейно-фазовой характеристики коэффициента двойного дифференцирования получаются следующие уравнения, связывающие эти параметры:

$$y^2 - 5(1+x)y - 5x = 0; \quad K = \frac{2}{5} \frac{(x+y)^2}{1+y}.$$

При подчинении параметров цепи условиям оптимальной частотной характеристики коэффициента двойного дифференцирования<sup>1)</sup> уравнения, связывающие эти параметры, получаются несколько иными:

$$y^2 - 3(1+x)y - 3x = 0; \quad K = \frac{1}{2} \frac{(x+y)^2}{1+y}.$$

При этом выражение для модуля относительной величины коэффициента двойного дифференцирования принимает вид

$$|\alpha| = \frac{1}{\sqrt{1 + K^2(x+y+xy)^2 R^6 C_1^6 \omega^8}}.$$

Причем наряду с плоской частотной характеристикой обычно получается также достаточно линейная фазовая характеристика.

На рис. 3 представлена схема коррекции апертурных искажений при помощи двух составляющих сигнала, пропорциональных второй и четвертой степеням частоты, использующая двухкаскадные дифференцирующие цепи описанного вида и фазосдвигающие цепи — электромагнитные цепи задержки.

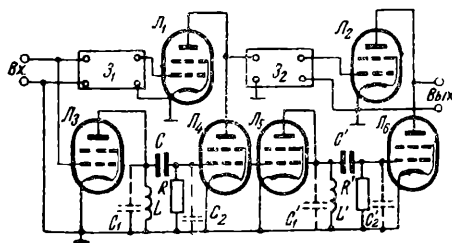


Рис. 3

Основной сигнал, будучи подан на вход этой схемы, поступает с одной стороны в цепь задержки  $Z_1$ , с выхода которой он подается на сетку лампы  $L_1$ , с другой стороны основной сигнал подается на сетку лампы  $L_3$ , в анодную цепь которой включена двухкаскадная дифференцирующая цепь  $LRC$ . Напряжение с выхода двухкаскадной дифференцирующей цепи, пропорциональное второй степени частоты, подается на сетку лампы  $L_4$ , анод которой соединен с анодом лампы  $L_1$ .

В общей цепи ламп  $L_1$  и  $L_4$  происходит, таким образом, суммирование основного сигнала и сигнала, пропорционального второй степени частоты.

Этот суммарный сигнал с общей анодной цепи ламп  $L_1$  и  $L_4$  поступает на вход второй цепи задержки  $Z_2$ , с выхода которой он поступает на сетку лампы  $L_2$ .

<sup>1)</sup> Условия оптимальной линейно-фазовой и оптимальной частотной характеристики находятся здесь и в дальнейшем методом, предложенным автором в работе [14].

Напряжение с выхода двухкаскадной дифференцирующей цепи поступает одновременно на сетку лампы  $L_5$ , в анодную цепь которой включена вторая двухкаскадная дифференцирующая цепь  $L'R'C'$ . Напряжение с выхода этой цепи, пропорциональное четвертой степени частоты, подается на сетку лампы  $L_6$ , анод которой соединен с анодом лампы  $L_2$ .

В общей анодной цепи ламп  $L_2$  и  $L_6$  происходит, таким образом, суммирование основного сигнала и сигналов, пропорциональных второй и четвертой степеням частоты.

Алгебраическое суммирование этих сигналов будет иметь место в том случае, если угловой коэффициент линейно-фазовой характеристики — время задержки цепи  $Z_1$  — будет равен угловому коэффициенту линейно-фазовой характеристики — времени задержки первой двухкаскадной дифференцирующей цепи  $LRC$ , т. е.

$$\tau_{Z_1} = \tau_{D_1} = -RC_1(x + y),$$

а время задержки цепи  $Z_2$  будет равно времени задержки второй двухкаскадной дифференцирующей цепи  $L'R'C'$ , т. е.

$$\tau_{Z_2} = \tau_{D_2} = -R'C'_1(x' + y').$$

Аналогично описанной схеме может быть построена схема коррекции апертурных искажений при помощи любого числа составляющих, пропорциональных четным степеням частоты.

## Структурные схемы устройства дифференциальной апертурной коррекции

В описанной выше схеме рис. 3 первая двойная дифференцирующая цепь, использованная в канале второй производной, используется повторно для создания совместно со второй дифференцирующей цепью канала четвертой производной.

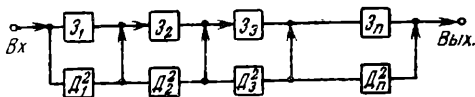


Рис. 4

Эта схема принадлежит к типу схем, построенных по принципу экономии цепей, в которых дифференцирующие цепи, уже использованные в каналах производных низших степеней, многократно используются в каналах производных высших степеней.

Структурная схема дифференциальной апертурной коррекции, построенная по принципу экономии цепей, представлена на рис. 4.

Здесь  $D_1^2, D_2^2, D_3^2 \dots$  обозначают цепи двукратного дифференцирования, а  $Z_1, Z_2, Z_3, \dots, Z_n$  обозначают соответствующие им цепи задержки.



Канал основного сигнала составлен из  $n$  последовательно включенных цепей задержки, канал второй производной — из цепи двукратного дифференцирования  $D_1^2$ , канал четвертой производной — из двух последовательно включенных цепей двукратного дифференцирования —  $D_1^2$  и  $D_2^2$ , канал шестой производной — из трех последовательно включенных цепей двукратного дифференцирования —  $D_1^2$ ,  $D_2^2$ ,  $D_3^2$ , канал производной степени  $2n$  — из  $n$  последовательно включенных цепей двукратного дифференцирования —  $D_1^2$ ,  $D_2^2$ ,  $D_3^2$ , ...,  $D_n^2$ .

Условия согласования цепей представляются в виде равенства соответствующих времен задержки:

$$\tau_{z_1} = \tau_{D_1^2}; \quad \tau_{z_2} = \tau_{D_2^2};$$

$$\tau_{z_3} = \tau_{D_3^2} \dots \tau_{z_n} = \tau_{D_n^2}.$$

Возможность плавного регулирования коэффициентами передачи отдельных каналов позволяет легко приспособиться к изменениям апертury телевизионных трубок и является одним из важных преимуществ дифференциальной апертурной коррекции.

Легко видеть, что в устройствах, построенных по структурной схеме рис. 4, при изменении коэффициента передачи каналов производных низших степеней изменяются одновременно и коэффициенты

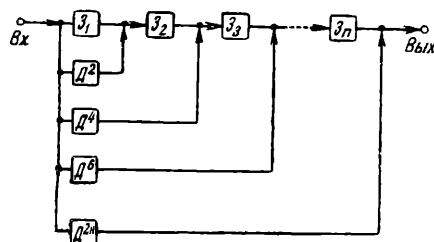


Рис. 5

передачи всех каналов производных высших степеней. Этот недостаток, еще не очень ощутимый в трехканальном устройстве (построенном по схеме рис. 3), становится все более непереносимым с увеличением числа каналов.

С целью более гибкого, независимого управления каналами можно, пренебрегая экономией, строить устройства с совершенно

независимыми каналами, со своими отдельными дифференцирующими цепями.

Структурная схема дифференциальной апертурной коррекции, построенная по принципу независимости каналов, представлена на рис. 5.

Здесь  $D^2$  обозначает канал второй производной, состоящий из одной двукратной дифференцирующей цепи;  $D^4$  — канал четвертой производной, состоящий из двух двукратных дифференцирующих цепей;  $D^6$  — канал шестой производной, состоящий из трех двукратных дифференцирующих цепей;  $D^{2n}$  — канал производной сте-

пени  $2n$ , состоящий из  $n$  двукратных дифференцирующих цепей. Канал основного сигнала состоит из  $n$  последовательно включенных цепей задержки.

Условия согласования цепей представляются в этом случае в виде:

$$\tau_{z_1} = \tau_{d^1}; \quad \tau_{z_1} + \tau_{z_2} = \tau_{d^2}; \quad \tau_{z_1} + \tau_{z_2} + \tau_{z_3} = \tau_{d^3};$$

$$\tau_{z_1} + \tau_{z_2} + \tau_{z_3} + \dots + \tau_{z_n} = \tau_{d^{2n}}.$$

При регулировании каналов практически недопустимо изменение постоянных времени дифференцирующих устройств и цепей задержки, для того чтобы не нарушить при этом приведенных выше условий согласования цепей. Для этого изменение коэффициентов передачи каналов должно производиться или изменением крутизны электронных ламп, или же потенциометрами с малыми сопротивлениями, которые в этом случае, даже входя в состав дифференцирующей цепи или цепи задержки, не влияют на их постоянные времена.

При небольших эффективностях дифференцирующих устройств получение необходимого соотношения между коэффициентами передачи каналов четных производных и коэффициентом передачи основного канала может быть достигнуто путем искусственного уменьшения коэффициента передачи основного канала, достигаемого, например, передачей всего входящего сигнала на вход дифференцирующего устройства и только доли его с потенциометра малого сопротивления на вход цепи задержки основного канала.

В принципе, в структурной схеме рис. 5 постоянные времена цепей дифференцирования высших порядков, несмотря на большее количество дифференцирующих ячеек, не должны обязательно быть больше постоянных времени цепей дифференцирования низших порядков, так как необходимые коэффициенты передачи каналов высших порядков меньше коэффициентов передачи каналов низших порядков. Однако, практически, имея в виду необходимость, с точки зрения уменьшения флуктуационных помех, более резкого ограничения верхней границы полосы частот каналов высших порядков, постоянные времена цепей дифференцирования высших порядков должны быть всегда больше постоянных времени цепей дифференцирования низших порядков. В структурной схеме рис. 5 это находит свое отражение в порядке приключения каналов производных различных степеней к различным точкам линий цепей задержки времени и в соответствующих условиях согласования цепей.

В описанных структурных схемах подразумевается наличие в случае необходимости инверторных каскадов, обеспечивающих сложение составляющих сигнала отдельных каналов с соответствующими знаками, например, так, как это сделано в схеме рис. 1.

Сложение — суммирование составляющих сигнала — может производиться как при помощи этих инверторных каскадов, так и при помощи специальных суммирующих каскадов.

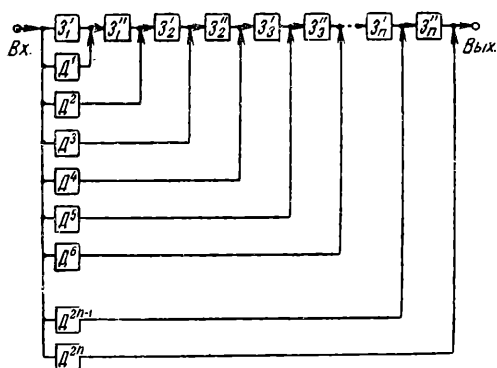


Рис. 6

Характерной особенностью описанных схем дифференциальной апертурной коррекции является то, что отдельные составляющие сигнала в них являются векторами, но, как уже указывалось, будучи согласованными по углу, складываются алгебраически (в меру точности соблюдения равенства угловых коэффициентов фазо-частотных характеристик). С этой точки зрения, способ дифференциальной апертурной коррекции

может быть назван способом алгебраического сложения составляющих, пропорциональных четным степеням частоты.

Устройства, аналогичные описанным выше устройствам дифференциальной апертурной коррекции, могут служить также и для коррекции тракта связи вообще, обладающего как частотными, так и фазовыми искажениями. В этом случае, кроме составляющих, пропорциональных четным производным, должны вводиться также составляющие, пропорциональные нечетным производным основного сигнала. Структурная схема устройства такого рода представлена на рис. 6.

Условия согласования цепей для каналов производных четных степеней представляются в виде:

$$\begin{aligned} \tau_{z'_1} + \tau_{z''_1} &= \tau_{D^2}; & \tau_{z'_1} + \tau_{z''_1} + \tau_{z'_2} + \tau_{z''_2} &= \tau_{D^4}; \\ \tau_{z'_1} + \tau_{z''_1} + \tau_{z'_2} + \tau_{z''_2} + \tau_{z'_3} + \tau_{z''_3} &= \tau_{D^6}; \\ \tau_{z'_1} + \tau_{z''_1} + \tau_{z'_2} + \tau_{z''_2} + \tau_{z'_3} + \tau_{z''_3} + \dots + \\ &+ \tau_{z'_n} + \tau_{z''_n} = \tau_{D^{2n}}. \end{aligned}$$

Условия согласования цепей для каналов производных нечетных степеней представляются в виде:

$$\begin{aligned} \tau_{z'_1} &= \tau_{D^1}; & \tau_{z'_1} + \tau_{z''_1} + \tau_{z'_2} &= \tau_{D^3}; \\ \tau_{z'_1} + \tau_{z''_1} + \tau_{z'_2} + \tau_{z''_2} + \tau_{z'_3} &= \tau_{D^5}; \\ \tau_{z'_1} + \tau_{z''_1} + \tau_{z'_2} + \tau_{z''_2} + \tau_{z'_3} + \dots + \tau_{z'_n} &= \tau_{D^{2n-1}}. \end{aligned}$$

Алгебраическое сложение составляющих сигнала в этой схеме

возможно только раздельно: с одной стороны, для каналов производных четных степеней, включая основной канал (нулевой степени), и, с другой стороны, — для каналов производных нечетных степеней. Сумма составляющих сигнала, пропорциональных производным четных степеней, включая основной сигнал, и сумма составляющих сигнала, пропорциональных производным нечетных степеней, складываются между собой в квадратуре, как векторы, повернутые относительно друг друга на  $90^\circ$ .

Устройства коррекции канала связи, построенные по структурной схеме рис. 6, как правило, не имеют большого практического значения. Обычные методы видеокоррекции являются более экономичными, а невозможность при этом плавного регулирования степени коррекции для тракта связи, само по себе, не является существенным недостатком.

В некоторых случаях может оказаться полезным включение в устройство дифференциальной апертурной коррекции дополнительного канала, вводящего составляющую, пропорциональную одной из нечетных производных сигнала.

## Элементы устройств дифференциальной апертурной коррекции

*Дифференцирующие цепи.* Вопрос о схемах двукратного дифференцирования отчасти освещен. Кроме описанной двойной дифференцирующей цепи (рис. 2), могут также применяться и две каскадно включенные (в различные ламповые каскады) одинарные дифференцирующие цепи в виде скорректированных дифференцирующих самоиндукций или скорректированных дифференцирующих  $RC$  ячеек.

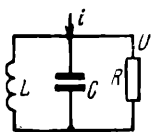


Рис. 7



Рис. 8

Различные схемы таких цепей были предложены в свое время в работах автора [15, 16] в связи с другими проблемами. Среди них — схемы, представленные на рис. 7, 8, 9, 10. Из этих схем

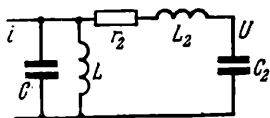


Рис. 9

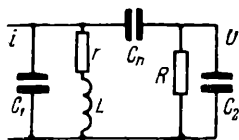


Рис. 10

широкое применение нашли до сих пор только схемы рис. 7 и 10. Однако в связи с рассматриваемой проблемой и схемы рис. 8 и 9, представляющие собой сложные схемы коррекции индуктивности, могут оказаться практически весьма полезными.

Указанные дифференцирующие цепи должны, с одной стороны, как уже указывалось, обладать достаточно линейной фазовой характеристикой. С другой стороны, для того чтобы коррекция апертурных искажений не вносила излишних флуктуационных помех в телевизионный тракт, необходимо, чтобы частотная характеристика этих цепей за верхней границей рабочей полосы частот спадала бы возможно более резко. Однако эти условия, вообще говоря, противоречат друг другу.

При подчинении параметров корректированных дифференцирующих цепей условиям оптимальной линейно-фазовой характеристики частотная характеристика их коэффициентов дифференцирования в области верхних частот спадает сравнительно плавно. При этом частотная характеристика канала второй производной, являющаяся произведением частотной характеристики коэффициентов двукратного дифференцирования на квадрат частоты, может и вовсе не спадать в некотором диапазоне частот за верхней границей рабочей полосы частот. Это еще в большей мере относится к каналам четных производных более высоких степеней.

При подчинении параметров дифференцирующих цепей условиям оптимальной частотной характеристики частотная характеристика коэффициентов дифференцирования за верхней границей рабочей полосы частот спадает сравнительно резко, оставаясь в пределах этой полосы частот более или менее плоской. Причем с усложнением схемы коррекции дифференцирующей цепи частотная характеристика коэффициента дифференцирования становится все более плоской в пределах рабочей полосы частот и все более резко спадающей за верхней границей этой полосы частот. В то же время фазовая характеристика, оставаясь линейной в начальной части рабочей полосы частот, искривляется, приближаясь к верхней границе этой полосы частот, причем это искривление становится все более резким с усложнением схемы коррекции с соответствующим этому усложнению увеличением крутизны спада частотной характеристики за верхней границей рабочей полосы частот ( $\omega_{гр}$ ).

Указанные соотношения между частотной и фазовой характеристиками коэффициентов дифференцирования совершенно аналогичны тем же соотношениям для коэффициентов передачи схем видеокоррекции.

Отличительной особенностью устройств дифференциальной апертурной коррекции является то, что переходные характеристики этих устройств совместно с корректируемыми телевизионными трубками, время установления и выброс этих переходных характеристик, хотя и зависят от частотных и фазовых характеристик каналов устройств дифференциальной апертурной коррекции, но мо-

гут быть легко регулируемы выбором тех или иных начальных значений величин коэффициентов передачи этих каналов.

Это дает возможность, не занимаясь тщательно анализом оптимальных условий коррекции отдельных каналов, остановиться пока на условиях коррекции этих каналов по оптимальным частотным характеристикам коэффициентов дифференцирования дифференцирующих устройств.

Анализ простой схемы коррекции индуктивности (рис. 7) и сложных схем коррекции индуктивности (рис. 8 и 9) произведен в упомянутых выше работах [15, 16].

Ниже приводятся некоторые его результаты применительно к проектированию устройств дифференциальной апертурной коррекции.

При подчинении параметров схем условиям оптимальной частотной характеристики модуль относительного коэффициента дифференцирования, сдвиг фаз и время задержки представляются соответственно: для простой схемы коррекции индуктивности в виде:

$$|\alpha| = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^4 L^2 C^2}}, \quad \varphi = -\arctg \omega \frac{\sqrt{2LC}}{1 - \omega^2 LC},$$

$$\tau = \frac{d\varphi}{d\omega_{\omega=0}} = -\sqrt{2LC}$$

(при условии коррекции:  $R = \sqrt{\frac{L}{2C}}$ );

для сложной схемы коррекции индуктивности (рис. 8) в виде:

$$|\alpha| = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{8} \omega^6 L^3 C^3}},$$

$$\varphi = -\arctg \omega \frac{\sqrt{2LC} \left(1 - \frac{1}{4} \omega^2 LC\right)}{1 - \omega^2 LC}, \quad \tau = \frac{d\varphi}{d\omega_{\omega=0}} = -\sqrt{2LC}$$

(при условиях коррекции:  $\frac{C_1}{C_1 + C_2} = \frac{C_1}{C} = \frac{1}{4}$ ;  $r = \frac{4}{3} \sqrt{2 \frac{L}{C}}$ );

для более сложной схемы коррекции индуктивности (рис. 9) в виде:

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{(\sqrt{2} + 1)^4} \omega^8 L^4 C^4}};$$

$$\varphi = -\arctg \frac{1,67 \omega \sqrt{LC} (1 - 0,415 \omega^2 LC)}{1 - 1,415 \omega^2 LC + 0,172 \omega^4 L^2 C^2},$$

$$\tau = \frac{d\varphi}{d\omega_{\omega=0}} = -1,67 \sqrt{LC}$$

(при условиях коррекции:

$$\frac{C_1}{C_1 + C_2} = \frac{C_1}{C} = \frac{1}{1 + \sqrt{2}}; \quad \frac{L_2}{L} = \frac{1}{\sqrt{2}}; \quad r_2 = \frac{\sqrt[4]{2} \sqrt{\frac{L}{C}}}{\sqrt{3 - 2\sqrt{2}}} =$$

$$= 2,86 \sqrt{\frac{L}{C}}).$$

Анализ схемы коррекции дифференцирующей  $RC$  ячейки (рис. 10) с точки зрения оптимальной частотной характеристики коэффициента дифференцирования приведен в работе [17].

Условия оптимальной частотной характеристики коэффициентов дифференцирования в этой схеме могут быть удовлетворены в широком диапазоне отношений емкостей схемы:

$$y = \frac{C_n}{C_1 + C_2} = \frac{C_n}{C} \quad \text{и} \quad x = \frac{C_1}{C_1 + C_2} = \frac{C_1}{C}.$$

При величине  $y=1$ , близкой к оптимальной, и величине  $x=1/3$  (значение, вблизи которого обычно находится это отношение емкостей) условия коррекции представляются в виде:

$$L = 1,41 r^2 C; \quad R = 0,9 r.$$

При этом модуль относительного коэффициента дифференцирования, сдвиг фазы и время задержки имеют вид:

$$|\alpha| = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{3,33 L_0^3 C^3 \omega^6}{1 + 2,22 L_0 C \omega^2}}};$$

$$\varphi = \arctg \omega 1,48 \sqrt{L_0 C} - \arctg \omega 1,05 \sqrt{L_0 C} \times$$

$$\times \frac{2,83 - 1,7 L_0 C \omega^2}{1 - 3,28 \omega^2 L_0 C \omega^2};$$

$$\tau = \frac{d\varphi}{d\omega_{\omega=0}} = -1,48 \sqrt{L_0 C} = -1,41 rC,$$

где  $L_0 = RrC_n = 0,9r^2C$  — начальное значение абсолютной величины коэффициента дифференцирования — эквивалентной самоиндукции схемы.

Модуль относительного коэффициента дифференцирования, сдвиг фазы и время задержки некорректированной дифференцирующей  $RC$  ячейки, представленной на рис. 11, при тех же относительных значениях емкостей и сопротивлений, что и у корректированной  $RC$  ячейки

$$\left( \frac{C_n}{C_1 + C_2} = 1; \quad \frac{C}{C_1 + C_2} = \frac{1}{3}; \quad R = 0,9 r \right),$$

представляются в виде:

$$|\alpha| = \frac{1}{\sqrt{1 + 6,5 \omega^2 L_0 C + 1,5 \omega^4 L_0^2 C^2}}; \quad \varphi = -\arctg \omega 2,97 \sqrt{L_0 C};$$

$$\tau = \frac{d\varphi}{d\omega_{\omega=0}} = -2,97 \sqrt{L_0 C} = 2,828 rC,$$

где также  $L_0 = RrC_n = 0,9r^2C$ .

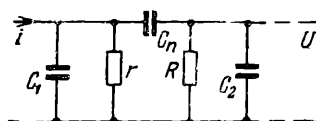


Рис. 11

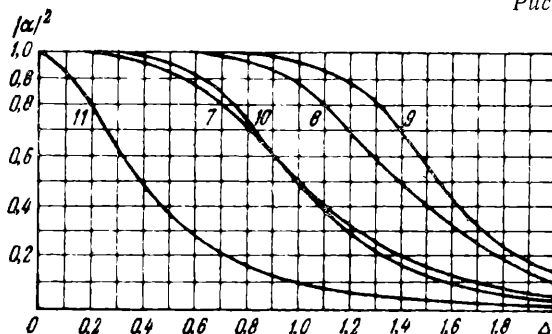


Рис. 12

На рис. 12 представлены совместно зависимости квадрата модуля относительных коэффициентов дифференцирования исследованных выше скорректированных дифференцирующих схем рис. 7,

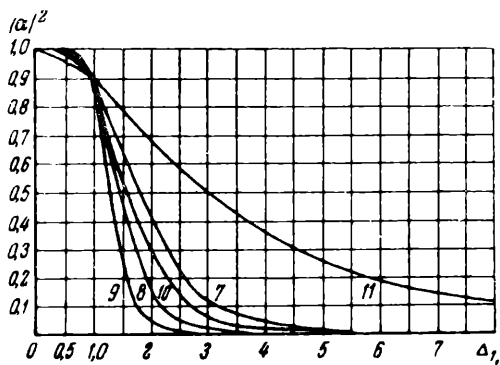


Рис. 13

8, 9, 10 и некорректированной дифференцирующей RC ячейки рис. 11 в функции относительной частоты

$$\Delta = \omega \sqrt{LC} \quad (\Delta = \omega \sqrt{L_0 C}).$$

Сопоставление зависимостей квадратов модуля дает возможность сравнивать одинарные схемы дифференцирования при их применении для двукратного дифференцирования. Проводя на



рис. 12 горизонтальную прямую на заданном уровне, например на уровне  $|\alpha|^2=0,9$ , можно найти по ее пересечению с соответствующими кривыми 7, 8, 9, 10, 11 значения  $\Delta_{|\alpha|^2=0,9}$ , характеризующие широкополосность схем дифференцирования.

Значения  $\Delta_{|\alpha|^2=0,9}$  для описанных схем дифференцирования сведены в таблицу.

Таблица		
Схема рисунка	$\Delta_{ \alpha ^2=0,9}$	$\Delta^4_{ \alpha ^2=0,9}$
7	0,57	0,107
8	0,99	0,960
9	1,20	2,070
10	0,63	0,157
11	0,13	0,00028

Полоса частот сложной схемы коррекции индуктивности (см. рис. 9) в 9,2 раза больше полосы частот некорректированной RC ячейки (см. рис. 11) и в 2,1 раза больше полосы частот простой схемы коррекции индуктивности (см. рис. 7). Полоса частот корректированной дифференцирующей RC ячейки (см. рис. 10) примерно та же, что и у простой схемы коррекции индуктивности (см. рис. 7).

Абсолютная величина коэффициента двукратного дифференцирования характеризуется (при применении одинаковых схем в двух каскадах одинарного дифференцирования) величиной

$$L^2 = \frac{\Delta^4_{|\alpha|^2=0,9}}{\omega_{\text{гр}}^4 C^2},$$

пропорциональной четвертой степени относительной полосы частот. Сравнивая между собой значения  $\Delta^4_{|\alpha|^2=0,9}$ , приведенные в той же таблице, можно убедиться в большой эффективности сложных схем коррекции индуктивности с точки зрения возможности получения необходимых величин составляющих сигнала, пропорциональных четным степеням частоты (при больших значениях  $\omega_{\text{гр}}$ ), без искусственного снижения коэффициента передачи основного канала.

Чтобы сравнить эффективность схем дифференцирования с точки зрения крутизны спада частотной характеристики за пределами рабочей полосы частот, те же частотные зависимости представлены на рис. 13 в виде  $|\alpha|^2=f(\Delta_1)$  с соответствующей каждой из схем своей линейной деформацией масштаба относительной частоты  $\Delta_1 = \frac{\Delta}{\Delta_{|\alpha|^2=0,9}}$ , такой, что падение квадрата модуля относительного коэффициента дифференцирования до уровня 0,9 для всех схем имеет место при значении  $\Delta_1=1$ .

На рис. 14 представлены частотные зависимости канала второй производной  $A_2=|\alpha|^2\Delta_1^2$  для тех же схем. Указанные зависимости убедительно показывают большую эффективность сложных схем дифференцирования и с точки зрения крутизны спада частотной характеристики за пределами рабочей полосы частот, определяющей уровень дополнительных флуктуационных помех, сопутствующих коррекции апертурных искажений.

Усложнение схем дифференцирования содействует, таким образом, одновременно как получению необходимых величин составляющих сигнала, корректирующих апертурные искажения, так и улучшению фильтрации флуктуационных помех за пределами рабочей полосы частот.

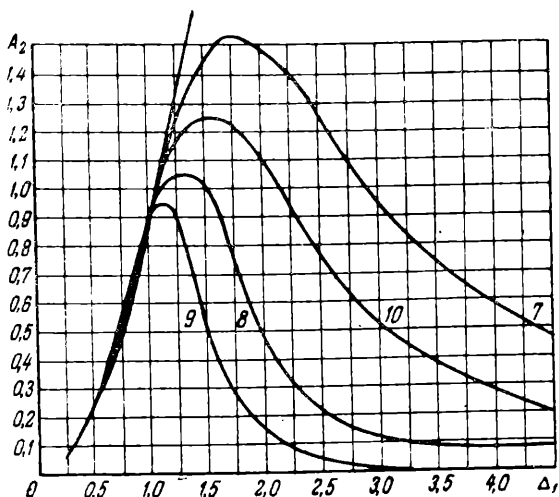


Рис. 14

Эффективность рассмотренной ранее схемы двукратного дифференцирования (см. рис. 2) не может быть непосредственно сравнена с эффективностью двух каскадов исследованных выше схем одинарного дифференцирования. Комбинация каскада двукратного дифференцирования с каскадом широкополосного усиления, построенного по одной из схем сложной коррекции [18], с точки зрения величины сигнала четной производной, имеет среднюю эффективность, соответствующую эффективности двух каскадов простой схемы коррекции индуктивности (см. рис. 7). Эффективность же этой комбинации с точки зрения крутизны спада частотной характеристики за пределами рабочей полосы частот весьма велика и соответствует эффективности двух каскадов сложной схемы коррекции индуктивности (рис. 8).

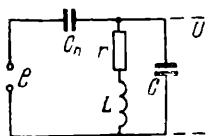


Рис. 15

Кроме описанных выше схем дифференцирования, следует рассмотреть также практически важную входную схему одинарного дифференцирования, представленную на рис. 15.

В этой схеме, в отличие от рассмотренных ранее схем, на входе имеется не генератор тока  $i$  с бесконечным сопротивлением, в качестве которого можно практически рассматривать анодную цепь лампы, а генератор напряжения  $e$  с нулевым сопротивлением, в качестве которого можно практически рассмат-

ривать входной потенциометр малого сопротивления или выходное сопротивление катодного повторителя.

Коэффициент передачи этой схемы представляется в виде

$$\frac{u}{e} = i \omega r C_n \frac{1 + i \omega \frac{L}{r}}{1 + \omega^2 L (C + C_n) + i \omega r (C + C_n)}$$

при обозначении  $k = \frac{L}{r^2(C + C_n)}$ ; модуль относительной величины коэффициента дифференцирования, фазовый сдвиг и время задержки представляются в виде:

$$\alpha = \sqrt{\frac{1 + \omega^2 k^2 r^2 (C + C_n)^2}{1 + \omega^2 r^2 (C + C_n)^2 (1 - 2k) + \omega^4 r^4 (C + C_n)^4 k^2}},$$

$$\varphi = -\arctg \omega r (C + C_n) [1 - k + k^2 r^2 (C + C_n)^2 \omega^2],$$

$$\tau = \frac{d\varphi}{d\omega_{\omega=0}} = -r (C + C_n) (1 - k).$$

При подчинении параметров схемы условиям оптимальной частотной характеристики  $k=0,414$  эти выражения принимают вид:

$$|\alpha| = \sqrt{\frac{1 + 0,172 \omega^2 r^2 (C + C_n)^2}{1 + 0,172 \omega^2 r^2 (C + C_n)^2 + 0,172 \omega^4 r^4 (C + C_n)^4}},$$

$$\varphi = -\arctg 0,586 \omega r (C + C_n) [1 + 0,29 r^2 (C + C_n)^2 \omega^2],$$

$$\tau = -0,586 r (C + C_n).$$

Величина  $C_n$  в этой схеме теоретически не имеет оптимума. Практически она должна быть выбрана в несколько раз больше величины емкости  $C$  (входной емкости первой лампы дифференцирующего устройства).

Описанная входная схема одинарного дифференцирования для получения составляющей пропорциональной четной производной сигнала должна сочетаться с одной из описанных ранее схем одинарного дифференцирования.

*Цепи задержки времени.* В качестве фазосдвигающих линейно-фазовых цепей могут быть использованы обычные электромагнитные цепи задержки времени, состоящие из нескольких звеньев фильтра типа  $k$  или  $m$ . Однако применение таких линий часто приводит к громоздким конструктивным решениям. Применение в качестве фазосдвигающих элементов дополнительных видеокаскадов в канале основного сигнала приводит к нерациональному увеличению количества электронных ламп.

Хорошим решением вопроса в большинстве случаев является применение цепи задержки времени в виде однокаскадной или двухкаскадной интегрирующей  $RC$  цепочки, скорректированной до-

полнительными реактивными элементами. На рис. 16 и 17 представлены имеющие практический интерес варианты таких цепей

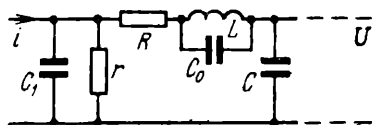


Рис. 16

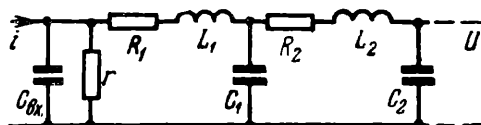


Рис. 17

чек. На рис. 18 и 19 представлены эквивалентные схемы этих цепочек в случае, когда на их входе находится потенциометр с малым сопротивлением или катодный повторитель. В этом частном случае, который обычно имеет место на практике, анализ цепей сильно упрощается.

Имея в виду, что при анализе дифференцирующих устройств параметры их подчинялись условиям оптимальной частотной ха-

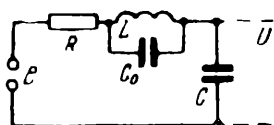


Рис. 18

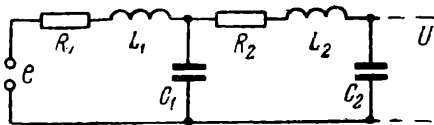


Рис. 19

рактеристики, следует и при анализе цепей задержки параметры их также подчинять условиям оптимальной частотной характеристики, так как при этом отклонения фазовых характеристик от линейного закона у дифференцирующих устройств и у цепей задержки будут иметь одинаковый характер.

Относительный коэффициент передачи схемы рис. 18 представляется в виде

$$\alpha = \frac{1 - \omega^2 L C_0}{1 - \omega^2 L (C + C_0) + i \omega R C (1 - \omega^2 L C_0)};$$

при обозначениях:

$$K = \frac{L}{R^2 C}; \quad x = \frac{C_0}{C}$$

модуль относительного коэффициента передачи, фазовый сдвиг и время задержки представляются в виде:

$$|\alpha| = \frac{1 - Kx R^2 C^2 \omega^2}{\sqrt{[1 - K(1+x) R^2 C^2 \omega^2]^2 + R^2 C^2 \omega^2 (1 - Kx R^2 C^2 \omega^2)^2}};$$

$$\varphi = - \arctg \omega R C \frac{1 - Kx R^2 C^2 \omega^2}{1 - K(1+x) R^2 C^2 \omega^2};$$

$$\tau = \frac{d\varphi}{d\omega_{\omega=0}} = - RC.$$

При подчинении параметров схемы условиям оптимальной частотной характеристики:  $x=1/2$ ,  $K=1/2$  модуль относительного коэффициента передачи и фазовый сдвиг принимают вид:

$$|\alpha| = \frac{1 - \frac{1}{4} R^2 C^2 \omega^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{2} R^2 C^2 \omega^2 + \frac{1}{16} R^4 C^4 \omega^4 + \frac{1}{16} R^6 C^6 \omega^6}} =$$

$$= \frac{1 - \frac{1}{4} \tau^2 \omega^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{2} \tau^2 \omega^2 + \frac{1}{16} \tau^4 \omega^4 + \frac{1}{16} \tau^6 \omega^6}};$$

$$\varphi = -\arctg \omega \tau \frac{1 - \frac{1}{4} \tau^2 \omega^2}{1 - \frac{3}{4} \tau^2 \omega^2}.$$

Относительный коэффициент передачи схемы рис. 19 в случае  $R_1=R_2=R$  представляется в виде

$$|\alpha| = \frac{1}{1 - \omega^2 (C_1 C_2 R^2 + C_2 L_1 + C_1 L_1 + C_2 L_2) + \rightarrow}$$

$$\rightarrow \frac{+ \omega^4 C_1 C_2 L_1 L_2 + i \omega R [2C_2 + C_1 - \omega^2 C_1 C_2 (L_2 + L_1)]}{\rightarrow};$$

при обозначениях

$$x = \frac{C_1}{C_2}; \quad K_1 = \frac{L_1}{R^2 C_1}; \quad K_2 = \frac{L_2}{R^2 C_2}$$

модуль относительного коэффициента передачи, фазовый сдвиг и время задержки представляются в виде

$$|\alpha| = \frac{1}{\sqrt{1 + a R^2 C_2^2 \omega^2 + b R^4 C_2^4 \omega^4 + c R^6 C_2^6 \omega^6 + d R^8 C_2^8 \omega^8}},$$

где

$$a = 4 + x^2 + 2x - 2K_1 x - 2K_2 - 2K_1 x^2,$$

$$b = x^2 + K_1^2 x^2 + K_1^2 x^4 + K_2^2 + 2K_1 K_2 x + 2K_1^2 x^3 + 4K_1 K_2 x^2 -$$

$$- 2K_2 x - 2K_2 x^2 - 2K_1 x^2,$$

$$c = K_2^2 + K_1^2 x^4 - 2K_1^2 K_2 x^3 - 2K_1^2 K_2 x^4 - 2K_1 K_2^2 x^2,$$

$$d = K_1^2 K_2^2 x^4;$$

$$\varphi = -\arctg \omega R C_2 \frac{2+x-R^2 C_2^2 \omega^2 (K_2 x+x^2)}{1-R^2 C_2^2 \omega^2 (x+K_1 x+K_1 x^2+K_2)+K_1 K_2 x^2 R^4 C_2^4 \omega^4};$$

$$\tau = \frac{d\varphi}{d\omega_{\omega=0}} = -(2+x) RC_2.$$

При подчинении параметров схемы условиям оптимальной частотной характеристики:  $x=1,925$ ;  $K_1=0,332$ ;  $K_2=3,908$  время задержки  $\tau=-3,925 RC_2$ , а модуль относительного коэффициента передачи и фазовый сдвиг принимают вид:

$$|\alpha| = \frac{1}{\sqrt{1+23 R^8 C_2^8 \omega^8}} = \frac{1}{\sqrt{1+0,00041 \tau^8 \omega^8}};$$

$$\varphi = -\arctg \omega R C_2 \frac{3,925-11,22 R^2 C_2^2 \omega^2}{1-7,703 R^2 C_2^2 \omega^2+4,8 R^4 C_2^4 \omega^4} =$$

$$= -\arctg \omega \tau \frac{1-0,728 \tau^2 \omega^2}{1-0,5 \tau^2 \omega^2+0,019 \tau^4 \omega^4}.$$

Интересно сравнить исследованные однокаскадную и двухкаскадную скорректированные схемы цепей задержки с обычными нескорректированными однокаскадной и двухкаскадной цепями задержки. Для однокаскадной нескорректированной интегрирующей цепочки при том же времени задержки, что и у скорректированной схемы, равно  $\tau=-RC$ , модуль относительного коэффициента передачи и фазовый сдвиг представляются в виде:

$$|\alpha| = \frac{1}{\sqrt{1+\tau^2 \omega^2}}; \quad \varphi = -\arctg \tau \omega.$$

Для двухкаскадной нескорректированной цепочки с примерно тем же отношением емкостей и временем задержки, что и у скорректированной двухкаскадной схемы:  $x=\frac{C_1}{C_2}=2$ ;  $\tau=4RC_2$ , модуль относительного коэффициента передачи и фазовый сдвиг имеют вид:

$$|\alpha| = \frac{1}{\sqrt{1+12 R^2 C_2^2 \omega^2+4 R^4 C_2^4 \omega^4}} = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{3}{4} \tau^2 \omega^2+\frac{1}{64} \tau^4 \omega^4}};$$

$$\varphi = -\arctg \omega 4 RC_2 \frac{1-R^2 C_2^2 \omega^2}{1-2 R^2 C_2^2 \omega^2} = -\arctg \omega \tau \frac{1-\frac{1}{16} \tau^2 \omega^2}{1-\frac{1}{8} \tau^2 \omega^2}.$$

На рис. 20 представлены совместные частотные характеристики однокаскадной скорректированной и нескорректированной схем це-

пи задержки [1, 2] и двухкаскадных корректированной и некорректированной схем цепи задержки [3, 4] в общем для всех схем масштабе относительной частоты  $\Delta = \omega t$ .

Проведя на рис. 20 горизонтальную прямую на заданном уровне, например на уровне  $|\alpha| = 0,9$ , можно найти по ее пересечению с соответствующими кривыми 1, 2, 3, 4 значения  $\Delta_{|\alpha|=0,9}$ , характеризующие широкополосность схем цепи задержки.

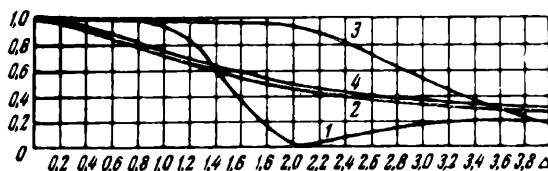


Рис. 20

Полоса частот двухкаскадной корректированной схемы в 3,8 раза больше полосы частот двухкаскадной некорректированной цепи задержки и в два раза больше полосы частот однокаскадной корректированной схемы, которая, в свою очередь, в 2,2 раза больше полосы частот однокаскадной некорректированной интегрирующей цепочки.

При применении в устройствах дифференциальной апертурной коррекции схемы двухкаскадного дифференцирования (рис. 2) или двух каскадов простой схемы коррекции индуктивности (рис. 7), или корректированных  $RC$  цепей (рис. 10) можно в качестве цепи задержки применять однокаскадную корректированную схему цепи задержки. В случае использования двух каскадов сложных схем дифференцирования рис. 8 и 9 в качестве цепи задержки приходится применять двухкаскадную корректированную схему.

## Литература

1. Брауде Г. В. Авторское свидетельство № 104425 по объединенным заявкам NA1626 от 14 июня 1952 г. и NK141 от 17 июня 1953 г. «Способ коррекции апертурных искажений, вносимых в телевизионный сигнал передающей и приемной трубками».
2. Брауде Г. В. Коррекция апертурных искажений телевизионных трубок. Отчет по научно-исследовательской работе № 86/52 ч. II, ОНИР. МЭИ, 1953.
3. Леушин Г. А. Применение дифференцирующей схемы для коррекции апертурных искажений кинескопа. Дипломная работа. МЭИ, 1952.
4. Литвак И. И. Применение дифференцирующих схем для коррекции частотных характеристик трубок. Дипломная работа. МЭИ, 1952.
5. Шувалов Н. Н. Исследование сложной схемы апертурной коррекции. Дипломная работа. МЭИ, 1953.
6. Ляшенко С. И. Коррекция апертурных искажений способом алгебраического сложения. Дипломная работа. МЭИ, 1954.

7. Орлеанская Э. В. Видеотракт установки бегущего луча. Дипломная работа. МЭИ, 1955.

8. Озерова А. С. Устройство дифференциальной апертурной коррекции. Дипломная работа. МЭИ, 1957.

9. Брауде Г. В., Литвак И. И., Климов В. В., Шувалов Н. Н. Расчет и испытание схемы апертурной коррекции с помощью дифференцирующих цепочек, предназначенной для ТТУ. Информационный листок ВНИИ, 1953, 23/118, 1—13.

10. Gouriet G. G. «Wireless Engineer», 1953, 5, 112.

11. Dillenburg W. «E.T.Z.», 1955, 4, 213.

12. Meier N. «Electronische Rundschau», 1955, 8, 283.

13. Суслонов С. А. Коррекция искажений в телевизионной системе, определяющих четкость передаваемых изображений. Диссертация. ЛЭТИ, 1952.

14. Брауде Г. В. О коррекции частотных и фазовых характеристик усилительных устройств. «ЖТФ», вып. 9—10, 1934. (См. сборник стр. 5—45.)

15. Брауде Г. В. О возможности устранения шумов в ламповых усилителях, «ИЭСТ», 1936, № 11. (См. сборник стр. 99—120.)

16. Брауде Г. В. Новая система телевидения. «ЖТФ», вып. 15, 1937.

17. Брауде Г. В., Воскобойник Д. И., Чашников Ю. Г. Телекино-передатчик системы Брауде. Отчет № 300. НИИ, Л., 1940.

18. Брауде Г. В. Сложная коррекция широкополосных усилителей. «ИЭСТ», 1940, № 9. (См. сборник стр. 46—62.)

---



---

# Переходные характеристики телевизионных систем с устройствами дифференциальной апертурной коррекции<sup>1)</sup>

## В в е д е н и е

Искажения передаваемого изображения вдоль линии телевизионной развертки, вносимые передающей и приемной телевизионными трубками (так называемые апертурные искажения), можно, как известно, достаточно хорошо описать частотной характеристи-

кой в виде функции вероятности  $\alpha = e^{-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}$  при линейной фазовой характеристике. Таким образом, приближенно могут быть описаны и искажения, вносимые оптическими системами (объективами), и искажения, вносимые самим телевизионным каналом связи, без устройств апертурной коррекции.

Искажения во всей телевизионной системе без устройств апертурной коррекции могут быть описаны произведением частотных характеристик, описывающих искажения в отдельных звеньях системы:

$$\alpha = e^{-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} = e^{-\left(\frac{\omega}{\omega_{01}}\right)^2} e^{-\left(\frac{\omega}{\omega_{02}}\right)^2} e^{-\left(\frac{\omega}{\omega_{03}}\right)^2} e^{-\left(\frac{\omega}{\omega_{04}}\right)^2}.$$

Частоты  $\omega_0, \omega_{01}, \omega_{02}, \omega_{03}, \omega_{04}$ , на которых частотные характеристики принимают значения  $\frac{1}{e}$ , мы будем называть характеристическими частотами.

Легко видеть, что характеристическая частота всей системы ( $\omega_0$ ) связана с характеристическими частотами отдельных ее звеньев, передающей трубки ( $\omega_{01}$ ), приемной трубки ( $\omega_{02}$ ) опти-

---

<sup>1)</sup> «Техника кино и телевидения», № 2, 1961.

ческой системы ( $\omega_{03}$ ) и основного телевизионного канала ( $\omega_{04}$ ) соотношением

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\omega_{01}^2} + \frac{1}{\omega_{02}^2} + \frac{1}{\omega_{03}^2} + \frac{1}{\omega_{04}^2}}}.$$

Переходная характеристика системы, искажения в которой описываются частотной характеристикой в виде функции вероятности

$\alpha = e^{-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}$  при линейной фазовой характеристике с нулевым угловым коэффициентом, представляется, как известно, при помощи

интеграла вероятности  $\Phi z = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z e^{-\frac{u^2}{2}} du$  в виде  $h_0(t') = \frac{1}{2} + \Phi(z)$ , где  $t'$  — относительное (нормированное) время, по-

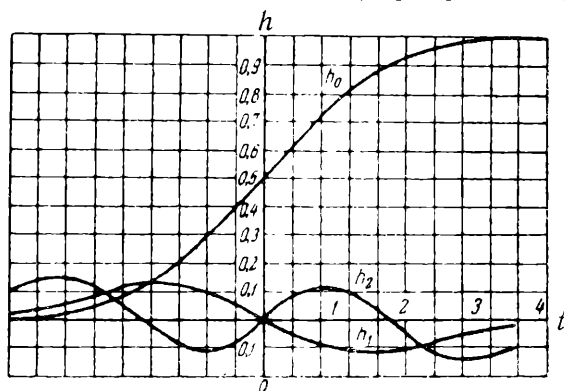


Рис. 1

лучаемое умножением времени  $t$  на характеристическую частоту системы  $\omega_0$ ,  $t' = \omega_0 t$ , а  $z = \frac{t'}{\sqrt{2}}$ . Интеграл вероятности представляет собой табличную функцию.

По таблицам этой функции могут быть получены значения переходной характеристики и построена сама характеристика, представленная на рис. 1 ( $h_0$ ) в относительных координатах<sup>1)</sup>.

## Идеальное устройство дифференциальной апертурной коррекции

Приступая к анализу переходных характеристик телевизионных систем с устройствами дифференциальной апертурной коррекции,

<sup>1)</sup> При линейной фазовой характеристике с угловым коэффициентом, отличным от нуля, переходная характеристика имеет ту же форму, но с некоторым временным сдвигом, не имеющим практического значения в телевидении.

рассмотрим вначале идеальное устройство дифференциальной апертурной коррекции, представленное на рис. 2, в котором как в основном канале 0, так и в каналах дифференцирования ( $D^2 D^4 D^6 \dots D^{2n}$ ) отсутствуют частотные искажения и фазовые сдвиги в неограниченной полосе частот. Переходные характеристики такого идеального устройства будут отличаться только постоянным временным сдвигом от переходных характеристик устройства с дифференцирующими цепями и цепями задержки времени, описанного в предыдущей работе автора [2], в случае если эти цепи не имеют частотных искажений и обладают линейными фазовыми характеристиками в неограниченной полосе частот.

Рис. 2

Частотная характеристика телевизионной системы с идеальной дифференциальной апертурной коррекцией, как уже было показано [1, 2], представляется в виде

$$\begin{aligned} \alpha &= e^{-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} \left[ 1 + a_1 \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + a_2 \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^4 + a_3 \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^6 + \dots \right] = \\ &= e^{-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} + a_1 \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 e^{-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} + a_2 \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^4 e^{-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} + \\ &\quad + a_3 \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^6 e^{-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} + \dots \end{aligned}$$

Коэффициент передачи этой системы в операторном виде представляется выражением  $\alpha = e^{p^2} - a_1 p^2 e^{p^2} + a_2 p^4 e^{p^2} - a_3 p^6 e^{p^2} + \dots$ , где оператор  $p = i \frac{\omega}{\omega_0}$ .

Первому члену этого операторного выражения, представляющему основной канал устройства дифференциальной апертурной коррекции, соответствует переходная характеристика корректируемой системы  $h_0(t') = \frac{1}{2} + \Phi(z)$ , представленная на рис. 1 ( $h_0$ ).

Следующим членам операторного выражения, представляющим каналы второй, четвертой, шестой и других четных производных, соответствуют переходные характеристики, пропорциональные второй, четвертой, шестой и другим четным производным переходной характеристики корректируемой телевизионной системы.

Общая переходная характеристика телевизионной системы с устройством дифференциальной апертурной коррекции представ-

ляется в виде  $h(t') = h_0(t') - a_1 \frac{d^2 h_0(t')}{dt'^2} + a_2 \frac{d^4 h_0(t')}{dt'^4} - a_3 \frac{d^6 h_0(t')}{dt'^6} + \dots$

Выражения для производных переходной характеристики корректируемой телевизионной системы могут быть легко вычислены. Графики для второй и четвертой производных, построенных по этим выражениям, представлены на рис. 1 совместно с графиком переходной характеристики корректируемой телевизионной системы.

## Идеальное двухканальное устройство дифференциальной апертурной коррекции

Телевизионная система с идеальным устройством дифференциальной апертурной коррекции, состоящим из двух каналов — основного и канала второй производной, — обладает частотной характеристикой, представляемой в

виде  $\alpha = e^{-\delta^2(1+a_1\delta^2)}$ , где  $\delta =$

$= \frac{\omega}{\omega_0}$  — относительная частота, и

переходной характеристикой, представляемой в виде  $h(t') = h_0(t') - a_1 h_1(t')$ , где  $t' = \omega_0 t \dots$

Варьируя коэффициент  $a_1$ , представляющий собой относительный коэффициент передачи канала второй производной, мы получим семейство частотных характеристик, в том числе и оптимальную частотную характеристику системы, соответствующую условию

$\frac{d\alpha}{d\delta^2} = 0$  при  $a_1 = 1$ . На рис. 3

представлено это семейство частотных характеристик при различных значениях коэффициента  $a_1$ , от  $a_1 = 0,5$  до  $a_1 = 1,7$ . Там же для сравнения представлена частотная характеристика некорректированной телевизионной системы ( $\alpha = e^{-\delta^2}$ ). Соответствующее семейство переходных характеристик системы представлено на рис. 4. Эти переходные характеристики симметричны относительно своего среднего значения, что соответствует отсутствию фазовых искажений.

Исследуя график второй производной, представленный на рис. 1, легко показать, что переходные характеристики телевизион-

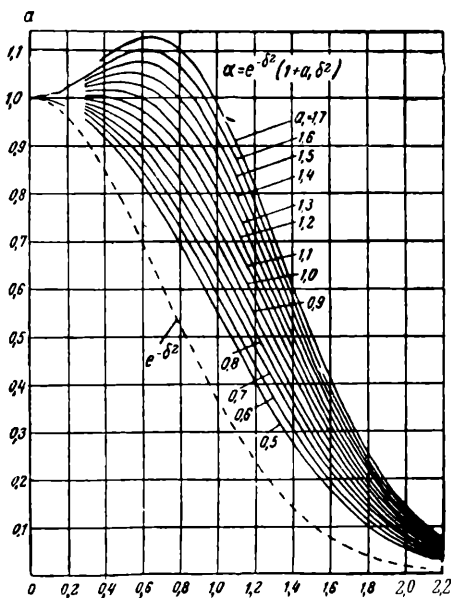


Рис. 3

ной системы с идеальным двухканальным устройством могут иметь только один верхний положительный и равный ему один нижний отрицательный выбросы.

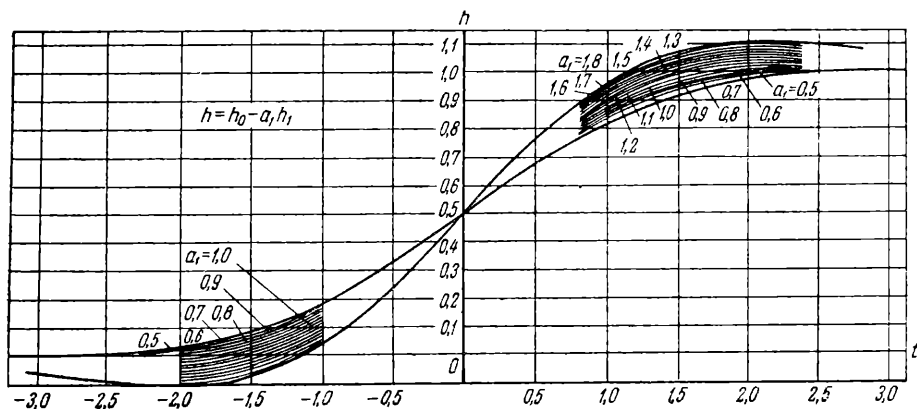


Рис. 4

С увеличением значения коэффициента  $a_1$  увеличивается крутизна этих переходных характеристик и растут их нижний и верхний выбросы.

### Идеальное трехканальное устройство дифференциальной апертурной коррекции

Телевизионная система с идеальным устройством дифференциальной апертурной коррекции, состоящим из трех каналов—основного, канала второй производной и канала четвертой производной, — обладает частотной характеристикой, представляемой в виде  $\alpha = e^{-\delta^2} (1 + a_1 \delta^2 + a_2 \delta^4)$ , где  $\delta = \frac{\omega}{\omega_0}$ , и переходной характеристикой, представляемой в виде  $h(t') = h_0(t') - a_1 h_1(t') + a_2 h_2(t')$ , где  $t' = \omega_0 t$ .

Оптимальная частотная характеристика системы, соответствующая в этом случае условиям  $\frac{d\alpha}{d\delta^2}_{\delta=0} = 0$  и  $\frac{d^2\alpha}{d(\delta^2)^2}_{\delta=0} = 0$ , имеет место при значениях коэффициентов  $a_1 = 1$ ,  $a_2 = \frac{1}{2}$ .

Для упорядочения выбора значений коэффициентов  $a_1$  и  $a_2$  можно, варьируя коэффициент  $a_1$ , подчинять при этом значения

коэффициента  $a_2$  второму условию оптимальной частотной характеристики  $\left(\frac{d^2\alpha}{d(\delta^2)_{\delta=0}}\right)=0$ , т. е. условию  $a_2=a_1-\frac{1}{2}$ .

На рис. 5 представлено семейство частотных характеристик

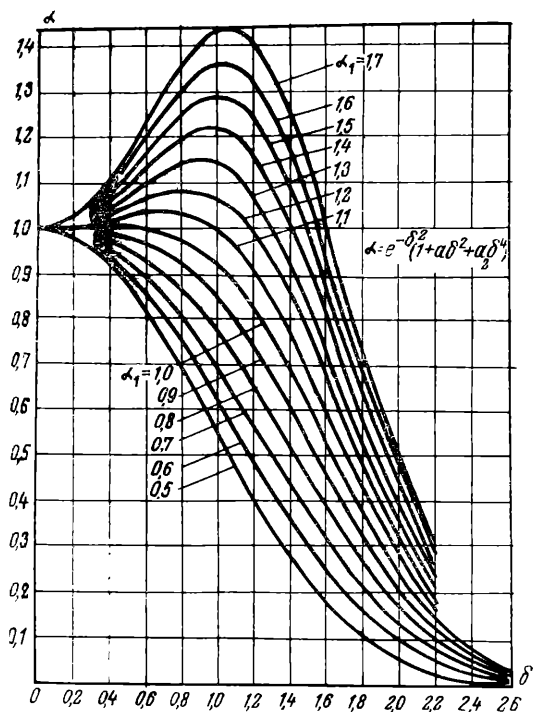


Рис. 5

при различных значениях коэффициента  $a_1$  (от  $a_1=0,5$  до  $a_1=1,7$ ) и связанного с ним коэффициента  $a_2$  (условием  $a_2=a_1-\frac{1}{2}$ ). Соответствующее семейство переходных характеристик системы представлено на рис. 6. Эти переходные характеристики также симметричны относительно оси ординат, но могут иметь два верхних — первый положительный и второй отрицательный — выброса и равные им два нижних — первый отрицательный и второй положительный — выброса.

С увеличением значения коэффициента  $a_1$  и связанного с ним значения коэффициента  $a_2$  увеличивается крутизна переходных характеристик и растут их выбросы.

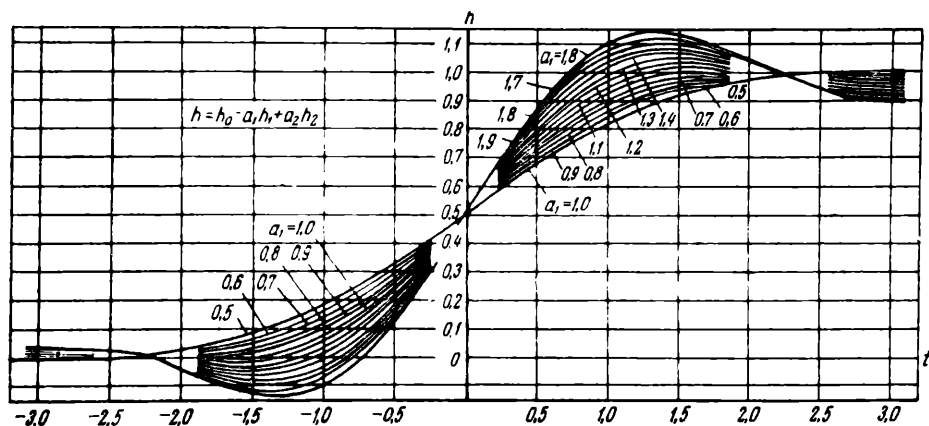


Рис. 6

## Идеальные устройства дифференциальной апертурной коррекции с ограниченной полосой частот

Большим приближением к практическим устройствам дифференциальной апертурной коррекции являются такие идеальные устройства, в которых от нуля до определенной граничной частоты отсутствуют фазовые сдвиги и частотная характеристика полностью соответствует описанным выше идеальным устройствам, а выше этой граничной частоты частотная характеристика принимает нулевое значение.

Такие идеальные устройства дифференциальной апертурной коррекции с ограниченной полосой частот могут быть получены, если последовательно с рассмотренными ранее идеальными устройствами дифференциальной апертурной коррекции включить идеальный фильтр нижних частот с соответствующей граничной частотой.

В случае устройств с ограниченной полосой частот может быть исследован и практически важный вопрос об уровне флуктуационных шумов и его связи со степенью коррекции апертурных искажений.

Переходные характеристики телевизионной системы с идеальными устройствами дифференциальной апертурной коррекции с ограниченной полосой частот могут быть вычислены по частотным характеристикам этих устройств методом Акульшина [3]. В качестве граничных частот практически целесообразно выбрать носительные частоты:  $\delta_{гр1}=1,05$ ;  $\delta_{гр2}=1,55$  и  $\delta_{гр3}=2,05$ . Такой выбор определяется, с одной стороны, формой частотных характеристик двухканального и трехканального устройств дифференциальной апертурной коррекции и, с другой стороны, соответствием разложения испытательного прямоугольного импульса в методе Акульшина для  $\delta_{гр1}$  на 21 гармонику, для  $\delta_{гр2}$  на 31 гармонику, для  $\delta_{гр3}$  на 41 гармонику, обеспечивающего удобство и достаточную точность вычисления переходных характеристик.

Поскольку переходные характеристики телевизионных систем с идеальными устройствами апертурной коррекции и при ограниченной полосе частот остаются симметричными, достаточно ограничиться вычислением только верхних ветвей переходных характеристик.

Верхние ветви переходных характеристик телевизионных систем с идеальным двухканальным устройством дифференциальной апертурной коррекции с ограниченной полосой частот, рассчитанные методом Акульшина по частотным характеристикам телевизионной системы с таким устройством (см. рис. 3) при различных значениях коэффициента  $a_1$  (включая значения  $a_1=0$ , соответствующее некорректированной телевизионной системе, частотная характеристика которой представляется в виде  $\alpha=e^{-\varepsilon^2}$ ), при граничных частотах  $\delta_{гр}=1,05$ ,  $\delta_{гр}=1,55$  и  $\delta=2,05$  представле-

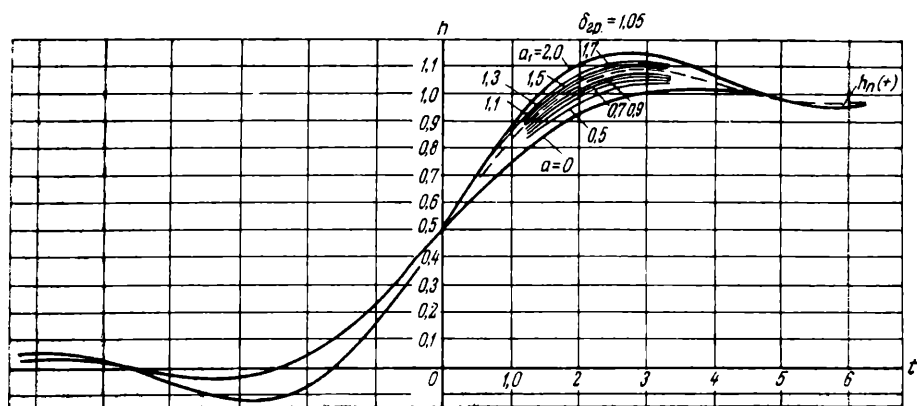


Рис. 7

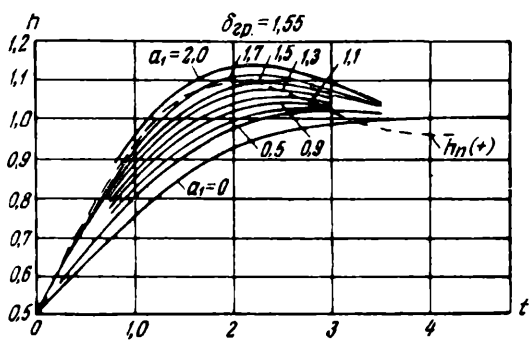


Рис. 8

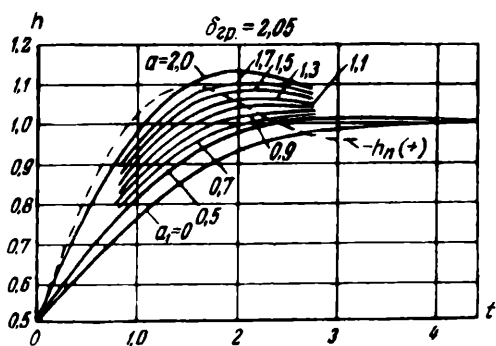


Рис. 9



ны соответственно на рис. 7, 8 и 9. На этих же рисунках пунктиром представлены для сравнения верхние ветви переходных характеристик, соответствующих телевизионной системе с идеальной П-образной частотной характеристикой при тех же граничных ча-

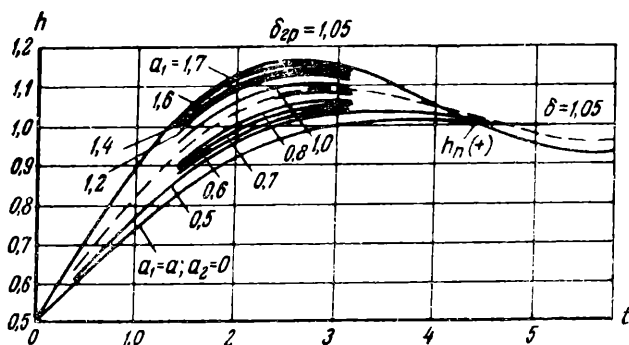


Рис. 10

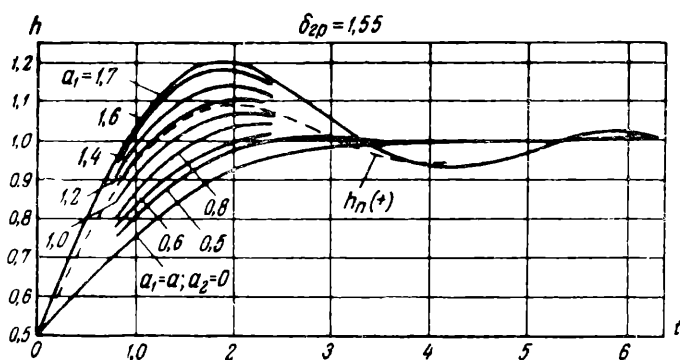


Рис. 11

стотах. Эти переходные характеристики представляются через функцию интегрального синуса в виде

$$h_n(t') = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \int_0^{\delta_{2p} t'} \left( \frac{\sin x}{x} dx \right).$$

Идеальная П-образная частотная характеристика телевизионной системы может быть, в принципе, получена при помощи идеального устройства дифференциальной апертурной коррекции с бесконечным числом каналов, частотная характеристика которого (устройства) представляется в виде  $\alpha = e^{+j^2}$ , и идеального фильтра нижних частот.

Верхние ветви переходных характеристик телевизионных систем с идеальным трехканальным устройством дифференциальной апертурной коррекции с ограниченной полосой частот, рассчитанные методом Акулышина по частотным характеристикам телевизионной системы с таким устройством (см. рис. 5), при различных значениях коэффициента  $a_1$  и связанных с ними значениях  $a_2$  (соотношением  $a_2 = a_1 - \frac{1}{2}$ ), при граничных частотах  $\delta_{гр}=1,05$ ,  $\delta_{гр}=1,55$  и  $\delta_{гр}=2,05$  представлены соответственно на рис. 10, 11 и 12. На этих же рисунках представлены для сравне-

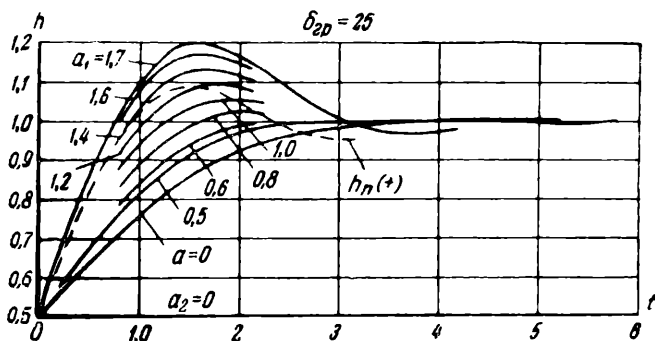


Рис. 12

ния верхние ветви переходных характеристик некорректированной телевизионной системы ( $a_1=0$  и  $a_2=0$ ) и телевизионной системы с П-образной частотной характеристикой при тех же граничных частотах.

## Сравнительный анализ переходных характеристик

Приступая к сравнительному анализу переходных характеристик идеальных двухканального и трехканального устройств апертурной коррекции с ограниченной полосой частот, мы, во-первых, сравним между собой времена установления некорректированной телевизионной системы с частотной характеристикой вида  $\alpha = e^{-\delta^2}$  и телевизионной системы с идеальной апертурной коррекцией при различных граничных частотах.

Переходные характеристики некорректированной системы деформируются незначительно. При ограничении полосы частот на граничных частотах  $\delta_{гр}=1,55$ ;  $\delta_{гр}=2,05$  и выше эти переходные характеристики практически не отличаются от переходной характеристики некорректированной телевизионной системы с неограниченной полосой частот, относительное время установления которой имеет значение  $\Delta t' = 3,6$ , и лишь при ограничении полосы частот на граничной частоте  $\delta_{гр}=1,05$  время установления некорректи-

рованной телевизионной системы увеличивается до значения  $\Delta t'_2 = 3,8$ , причем на переходной характеристике появляются небольшие первый и второй выбросы:  $\xi_1 = \pm 1\%$ ,  $\xi_2 = \pm 0,5\%$ .

Переходные характеристики телевизионной системы с идеальной апертурной коррекцией с ограниченной полосой частот, как все системы с П-образной частотной характеристикой, обладают первым выбросом  $\xi_1 = \pm 8,9\%$  и вторым выбросом  $\xi_2 = \pm 4,7\%$ , т. е. разностью между первым и вторым выбросами (размахом), равной  $\Delta \xi = 13,6\%$ . Относительное время установления этой переходной характеристики при ограничении полосы частот на граничной частоте  $\delta_{гр} = 1$  имеет значение  $\Delta t'_{S_1} = 2,8$ . При изменении граничной частоты форма переходной характеристики изменяется только в масштабе времени, соответствующем изменению времени установления, обратно пропорционально граничной частоте, т. е.

$$\Delta t'_S = \frac{\Delta t'_{S_1}}{\delta_{гр}} = \frac{2,8}{\delta_{гр}}.$$
 Величины выбросов переходной характеристики при этом остаются теми же ( $\xi_1 = \pm 8,9\%$ ;  $\xi_2 = \mp 4,7\%$ ).

В табл. 1 приведены времена установления некорректированной телевизионной системы ( $\Delta t'_r$ ) и телевизионной системы с идеальной апертурной коррекцией ( $\Delta t'_S$ ) при граничных частотах  $\delta_{гр} = 1,05$ ,  $\delta_{гр} = 1,55$  и  $\delta_{гр} = 2,05$ .

Поскольку время установления некорректированной телевизионной системы при увеличении граничной частоты выше  $\delta_{гр} = 1,05$  уменьшается только на 5,5% (с 3,8 до 3,6), целесообразно время установления некорректированной телевизионной системы при  $\delta_{гр} = 1,05$  ( $\Delta t'_{r0} = 3,8$ ) принять за единицу при вычислении выигрыша во времени установления, который дает апертурная коррекция.

В таблице приведены значения коэффициента  $\gamma_{\sim} = \frac{\Delta t'_{r0}}{\Delta t'_S}$ , характеризующего выигрыш во времени установления, который дает идеальная апертурная коррекция.

Сравнение переходных характеристик телевизионных систем с идеальными двухканальным и трехканальным устройствами дифференциальной апертурной коррекции при различных граничных частотах затруднительно из-за различного характера выбросов этих переходных характеристик. В первом приближении можно считать эквивалентными в отношении выбросов такие переходные ха-

рактеристики, в которых одинаковы размахи выбросов, т. е. алгеб-

Таблица 1

$\delta_{гр}$	1,05	1,55	2,05
$\Delta t'_r$	3,80	3,60	3,60
$\Delta t'_S$	2,67	1,81	1,36
$\gamma_{\sim} = \frac{\Delta t'_{r0}}{\Delta t'_S}$	1,42	2,10	2,79

раические разности между первым и вторым выбросами  $\Delta\xi = (\xi_1 - \xi_2)$ , включая случай, когда второй выброс равен нулю.

Допустимая в телевидении величина размаха выбросов общей переходной характеристики «от света к свету» точно не установлена. Размах выбросов, соответствующий телевизионной системе с идеальной апертурной коррекцией  $\Delta\xi = \xi_1 - \xi_2 = +8,9\% - (-4,7\%) = 13,6\%$ , является, по-видимому, несколько большим предельно допустимого. Незаметным для глаза обычно считается размах выброса, равный 5%, и предельно допустимым — размах выброса, равный 10%.

В табл. 2, построенной по графикам переходных характеристик, представленных на рис. 7, 8 и 9, приведены времена установления  $\Delta t'_{D^2}$  переходных характеристик телевизионной системы с идеальным двухканальным устройством дифференциальной апертурной

Таблица 2

Размах выбросов	$\Delta\xi = 13,6\%$			$\Delta\xi = 5\%$		
	$\delta_{гр}$	$\Delta t'_{D^2}$	$\gamma_2 = \frac{\Delta f'_{r_0}}{\Delta f'_{D^2}}$	$\xi_1, \%$	$\xi_2, \%$	$a_1$
$\delta_{гр}$	1,05	1,55	2,05	1,05	1,55	2,05
$\Delta t'_{D^2}$	2,57	1,76	1,54	3,45	2,35	2,10
$\gamma_2 = \frac{\Delta f'_{r_0}}{\Delta f'_{D^2}}$	1,48	2,16	2,47	1,10	1,61	1,81
$\xi_1, \%$	+9,80	+13,60	+13,60	+3,50	+5	+5
$\xi_2, \%$	-3,80	0	0	-1,50	0	0
$a_1$	1,35	1,93	2,05	0,30	1,00	1,15

коррекции при граничных частотах  $\delta_{гр}=1,05$ ,  $\delta_{гр}=1,55$ ,  $\delta_{гр}=2,05$ , при размахе выбросов  $\Delta\xi=13,6\%$  и размахе выбросов  $\Delta\xi=5\%$ .

Там же приведены значения коэффициента  $\gamma_2 = \frac{\Delta f'_{r_0}}{\Delta f'_{D^2}}$ , характеризующего выигрыш во времени установления, который дает двухканальное устройство дифференциальной апертурной коррекции, а также величины первого и второго выбросов  $\xi_1$  и  $\xi_2$  в отдельности и значения коэффициента  $a_1$ , соответствующие переходным характеристикам с этими временами установления и выбросами.

Таблица 3

$\delta_{\text{гp}}$	1,05	1,55	2,05	1,05	1,55	2,05
$\Delta t'_{\text{д}^4}$	2,57	1,79	1,46	3,45	2,30	1,86
$\gamma_3 = \frac{\Delta t'_{\text{го}}}{\Delta t'_{\text{д}^4}}$	1,48	2,12	2,60	1,10	1,65	2,04
$\xi_1, \%$	+9	+10	+11,60	+3,50	+3,50	+4
$\xi_2, \%$	-4,60	-3,60	-2	-1,50	-1,50	-1,00
$a_1$	1,05	1,15	1,30	0,30	0,75	0,90
$a_2$	0,55	0,65	0,80	0	0,25	0,40

В табл. 3, построенной по графикам переходных характеристик, представленных на рис. 10, 11, 12, приведены времена установления  $\Delta t'_{\text{д}^4}$  переходных характеристик телевизионной системы с идеальным трехканальным устройством дифференциальной апертурной коррекции при тех же граничных частотах и размахах выбросов, что в табл. 2. Там же приведены значения коэффициента

$\gamma_3 = \frac{\Delta t'_{\text{го}}}{\Delta t'_{\text{д}^4}}$ , характеризующие выигрыш по времени установления,

который дает трехканальное устройство дифференциальной апертурной коррекции, а также величины первого и второго выбросов  $\xi_1$  и  $\xi_2$  в отдельности и значения коэффициентов  $a_1$  и  $a_2$

$(a_2 = a_1 - \frac{1}{2})$ , соответствующие переходным характеристикам с

этими временами установления и выбросами. Сравнивая между собой табл. 1, 2 и 3, мы видим, что в отношении выигрыша во времени установления ( $\gamma$ ) при размахе выбросов в 13,6% двухканальное устройство апертурной коррекции эквивалентно трехканальному устройству при ограничении полосы частот вплоть до  $\delta_{\text{гp}} = 1,55$ , причем этот выигрыш больше, чем при идеальной апертурной коррекции. Лишь при  $\delta_{\text{гp}} = 2,05$  выигрыш во времени установления при трехканальном устройстве становится большим, чем при двухканальном устройстве, а при идеальной апертурной коррекции соответственно больше, чем при трехканальном устройстве.

При размахе выбросов в 5% выигрыши во времени установления у трехканального и двухканального устройств также практически одинаковы до  $\delta_{гр}=1,55$ .

То, что выигрыш во времени установления при ограничении полосы частот до  $\delta_{гр}=1,55$  оказывается при двухканальном и трехканальном устройствах апертурной коррекции выше, чем при идеальной апертурной коррекции, объясняется тем обстоятельством, что телевизионные системы с двухканальным и трехканальным устройствами обладают при значениях коэффициентов  $a_1$  и  $a_2$ , соответствующих заданному размаху выбросов в 13,6%, подъемом частотных характеристик в существенной части полосы частот (при ограничении ее до  $\delta_{гр}=1,55$ ), в то время как телевизионная система с идеальной апертурной коррекцией обладает частотной характеристикой П-образной формы, не имеющей никаких подъемов.

Из сравнительного анализа следует, что при ограничении полосы частот вплоть до  $\delta_{гр}=1,55$  нет смысла применять устройства дифференциальной апертурной коррекции с числом каналов больше двух. При увеличении граничной частоты до  $\delta_{гр}=2,05$  с точки зрения выигрыша во времени установления становится целесообразным трехканальное устройство апертурной коррекции, и при дальнейшем увеличении граничной частоты могут, в принципе, стать целесообразными и устройства дифференциальной апертурной коррекции с еще большим числом каналов.

От степени апертурной коррекции (величин коэффициентов  $a_1$  и  $a_2$ ) и от степени ограничения полосы частот (величины граничной частоты  $\delta_{гр}$ ) в сильной степени зависит уровень флуктуационных помех.

Вопрос о степени апертурной коррекции и выборе граничной частоты и соответственно о целесообразности применения устройств дифференциальной апертурной коррекции с тремя и большим числом каналов может быть решен после исследования уровня флуктуационных помех в телевизионных системах с устройствами дифференциальной апертурной коррекции. Результаты этого исследования будут изложены в отдельной статье.

В проведении расчетов и при составлении графиков по данной работе принимал участие инж. А. Г. Фролов.

## Литература

1. Брауде Г. В. Авторское свидетельство № 104425 по объединенным заявкам № А1626 от 14 июня 1952 г. и № К141 от 17 июня 1953 г. «Способ коррекции апертурных искажений, вносимых в телевизионный сигнал передающей и приемной трубками».

2. Брауде Г. В. Коррекция апертурных искажений при помощи дифференцирующих цепей (Дифференциальная апертурная коррекция). «Техника кино и телевидения», 1957, № 2. (См. сборник стр. 177—199.)

3. Акульшин П. К., Кошечев И. А. и Кульбацкий К. Е. Теория связи по проводам. Связьиздат, 1940.

## Новая схема дифференциальной апертурной коррекции<sup>1)</sup>

В настоящее время в телевизионной технике применяются два способа коррекции апертурных искажений: первый — так называемый способ дифференциальной апертурной коррекции, предложенный впервые в СССР в 1952 г. [1], и второй — способ косинусной апертурной коррекции с помощью разностного сигнала от линии задержки, предложенный впервые в США в 1953 г. [2].

Эти способы дают возможность получить плавный подъем частотной характеристики без фазовых искажений, однако форма частотной характеристики дифференциального апертурного корректора более близка к той, которая необходима для совершенной апертурной коррекции. С другой стороны, схемы косинусных апертурных корректоров более просты и удобны в настройке по сравнению с существовавшими до настоящего времени схемами дифференциальной апертурной коррекции.

Вариант новой схемы представлен на рис. 1. В анодную цепь лампы  $\Lambda_1$  этой схемы включен контур, который состоит из трех параллельных ветвей: межкаскадной паразитной емкости  $C_0$ , анодного сопротивления  $R$  и последовательной  $LC$  цепи.

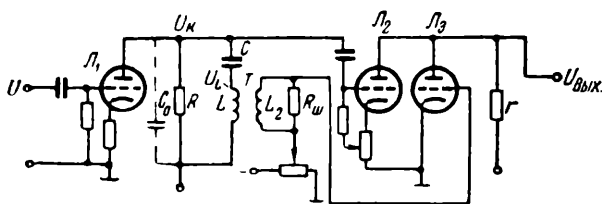


Рис. 1

Контур, отличающийся от описанного только небольшим дополнительным сопротивлением в последовательной  $LC$  цепи, был

<sup>1)</sup> «Техника кино и телевидения», 1961, № 7. Статья написана совместно с Ю. С. Макаровым.

уже исследован в связи со схемой сложной противошумовой коррекции [3].

Полное сопротивление этого контура представляется в виде

$$Z = R(1 - \omega^2 LC) M(\omega),$$

где

$$M(\omega) = \frac{1}{1 - \omega^2 LC + i\omega R(C + C_0 - \omega^2 LCC_0)}.$$

Напряжение, снимаемое с полного сопротивления контура,  $U_K = US_1 Z$ , где  $U$  — входное напряжение, а  $S_1$  — крутизна лампы  $\mathcal{L}_1$ , передается на сетку лампы  $\mathcal{L}_2$ . С другой стороны, напряжение с самоиндукции  $L$  контура, пропорциональное второй производной анодного напряжения, при помощи трансформатора  $T$  в противофазе передается на сетку лампы  $\mathcal{L}_3$ , где это напряжение, увеличенное с некоторым коэффициентом пропорциональности, суммируется с напряжением, снимаемым с полного сопротивления контура в общей анодной цепи ламп  $\mathcal{L}_2$  и  $\mathcal{L}_3$ .

Напряжение на самоиндукции  $L$  контура представляется в виде

$$U_L = - \frac{U_K \omega^2 LC}{1 - \omega^2 LC} = -U S_1 R \omega^2 LCM(\omega).$$

Складываясь в противофазе, напряжения  $U_K$  и  $U_L$  вызовут на общем анодном сопротивлении  $r$  ламп  $\mathcal{L}_2$  и  $\mathcal{L}_3$  выходное напряжение схемы

$$U_{\text{вых}} = U S_1 R S_2 r \left[ 1 + \omega^2 LC \left( n \frac{S_3}{S_2} - 1 \right) \right] M(\omega),$$

где  $n$  — коэффициент трансформации трансформатора  $T$ ;  $S_2$  и  $S_3$  — крутизны ламп  $\mathcal{L}_2$  и  $\mathcal{L}_3$ ;  $M(\omega)$  — коэффициент частотных искажений.

При подчинении параметров контура условиям оптимальной частотной характеристики, представляемых в виде  $C = 3C_0$  и  $R = \sqrt{\frac{9L}{8C}}$ , модуль коэффициента частотных искажений представляется в виде

$$|M(\omega)| = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{8} \omega^6 L^3 C^3}},$$

а фазовый сдвиг в виде

$$\varphi = - \arctg \frac{\omega \sqrt{LC}}{\sqrt{8}} \frac{4 - \omega^2 LC}{1 - \omega^2 LC}.$$



На частоте  $\omega_{\text{гр}} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  завал частотной характеристики составляет всего 9%, а отклонение фазовой характеристики от линейного закона — 5°.

Таким образом, в пределах полосы частот от нуля до  $\omega_{\text{гр}} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  описанная схема осуществляет практически идеальную апертурную коррекцию по закону  $\alpha = 1 + a\delta^2$ , где относительная частота  $\delta = \frac{\omega}{\omega_{\text{гр}}}$ , а коэффициент коррекции  $a = n \frac{S_3}{S_2} - 1$ .

Интересной особенностью этой схемы является то, что она может осуществлять не только апертурную коррекцию, соответствующую положительным значениям коэффициента  $a$ , но и завал частотной характеристики без фазовых искажений при отрицательных значениях коэффициента  $a$ .

При изменении крутизны  $S_3$ , регулируемой отрицательным смещением на сетке лампы  $\mathcal{L}_3$ , от нуля до своего максимального значения коэффициент  $a$  будет изменяться вначале от —1 до 0 (при  $n \frac{S_3}{S_2} = 1$ ), а затем принимать положительные значения.

Максимальное положительное значение коэффициента  $a$  зависит от максимально возможного значения коэффициента трансформации  $n$  и минимально возможного значения крутизны  $S_2$ .

Максимально допустимое значение коэффициента трансформации зависит от величины емкости сетки лампы  $\mathcal{L}_3$ , шунтирующей вторичную обмотку трансформатора, и практически ограничено значением  $n=2$ . Вторичная обмотка трансформатора должна быть при этом шунтирована сопротивлением, гасящим собственные колебания контура, образованного самоиндукцией вторичной обмотки и шунтирующей ее емкостью. Величина этого сопротивления может быть примерно определена по формуле  $R_{\text{ш}} = \sqrt{\frac{L_2}{2C_3}}$ , где  $L_2$  — самоиндукция вторичной обмотки трансформатора, а  $C_3$  — емкость сетки лампы  $\mathcal{L}_3$ .

Что касается крутизны  $S_2$ , то она может быть, в принципе, сколь угодно малой. Однако практически нежелательно уменьшать ее ниже того значения, при котором коэффициент передачи всей схемы апертурной коррекции в области низких частот становится равным единице.

При применении в схеме ламп с крутизной порядка  $10 \frac{\text{ма}}{\text{в}}$ , величине граничной частоты, равной 6 Мгц, и соблюдении указанных выше условий максимальное положительное значение коэффициента апертурной коррекции описанной выше схемы достигает величины порядка 20.

На рис. 2 представлен апертурный корректор, построенный в основном по указанной выше схеме.



этом каскаде и в описанном выше контуре ( $LCC_0R$ ) взаимно корректируются.

Трансформатор  $T$  представляет собой воздушный трансформатор простейшей конструкции. На бумажную гильзу наматывается однослойная цилиндрическая катушка, представляющая собой самоиндукцию  $L$  контура. Поверх этой катушки наматывается вторая однослойная цилиндрическая катушка, изолированная от нее только одним слоем бумажной изоляции (для получения достаточно большого коэффициента связи) и представляющая собой вторичную обмотку трансформатора.

Переходные сеточные цепи, развязывающие сопротивления и блокировочные емкости в цепях анодного питания подбираются, как обычно, на прохождение низких частот. Катодные сопротивления ламп  $\mathcal{L}_1$  и  $\mathcal{L}_2$  не шунтированы блокировочными емкостями. Катодное сопротивление лампы  $\mathcal{L}_3$  шунтируется блокировочной емкостью. Величина этой блокировочной емкости может быть сравнительно малой, так как прохождение низких частот через лампу  $\mathcal{L}_3$  не обязательно.

В качестве источника отрицательного смещения, служащего для регулировки крутизны лампы  $\mathcal{L}_3$ , используется небольшой выпрямитель на кристаллических диодах, работающий от напряжения накала ламп корректора.

Расчет корректора производится в следующем порядке: исходя из измеренного значения паразитной емкости анодной цепи лампы  $\mathcal{L}_1$  ( $C_0$ ) и заданного значения граничной частоты ( $\omega_{гр} = 2\pi f_{гр}$ ), определяются параметры контура по формулам

$$C = 3C_0; L = \frac{1}{\omega_{гр}^2 C}; R = R_1 + R_2 = \sqrt{\frac{9}{8} \frac{L}{C}}; L_2 = n^2 L.$$

Коэффициент включения контура вычисляется, исходя из необходимого максимального значения коэффициента коррекции  $a$ , по формуле  $m = \frac{R_2}{R_1 + R_2} = \frac{n}{a+1} \frac{S_3}{S_2}$ , где  $S_3$  — максимальная статическая крутизна лампы  $\mathcal{L}_3$ , а  $S_2$  — динамическая крутизна лампы  $\mathcal{L}_2$  (с учетом неблокированного емкостью катодного сопротивления лампы  $\mathcal{L}_2$ ). Значение коэффициента трансформации  $n$  трансформатора  $T$  принимается максимально допустимым ( $n=2$ ).

Настройка корректора не представляет трудностей. После проверки частотной характеристики корректора (испытателем частотных характеристик — ИЧХ) необходимо проверить также его переходную характеристику (испытателем переходных характеристик — ИПХ). Симметричность переходной характеристики — равенство нижнего и верхнего выбросов переходной характеристики, свидетельствующее об отсутствии фазовых искажений, —

обычно легко достигается подбором величины сопротивления  $R_{ш}$ , шунтирующего обмотку трансформатора  $T$ .

Описанный апертурный корректор установлен в аппаратуре видиконного киноканала Московского телевизионного центра.

## Литература

1. Брауде Г. В. Авторское свидетельство № 104425 по объединенным заявкам № А 1626 от 14 июня 1952 г. и № 141 от 17 июня 1953 г. «Способ коррекции апертурных искажений, вносимых в телевизионный сигнал передающей и приемной трубками».

2. Dennison R. C. Aperture compensation for television cameras. «RCA Review», 1953, N 12.

3. Брауде Г. В., Ушаков М. А. Предварительный усилитель телевизионного канала. «Техника кино и телевидения», 1957, № 3 (См. сборник стр. 141—162.)

---

## Нелинейная апертурная коррекция<sup>1)</sup>

Рассматриваемый способ апертурной коррекции, который может быть назван способом нелинейной апертурной коррекции, по своему действию эквивалентные разделению сигнала на несколько уровней с соответствующей каждому из уровней, лежащему вблизи уровня черного, падающей частотной характеристикой со своей эквивалентной полосой частот, а каждому из уровней, лежащему вблизи уровня белого, — частотной характеристикой, имеющей подъем со своей степенью апертурной коррекции.

Коррекция линейных искажений телевизионного тракта, в частности так называемая апертурная коррекция, приводит, как известно, к повышению уровня флуктуационных помех в телевизионном тракте. Степень апертурной коррекции и связанный с ней выигрыш в четкости изображения ограничиваются, в первую очередь, ростом флуктуационных помех.

В иностранной печати появилась работа [1], в которой предлагается способ борьбы с указанным выше ограничением. Этот способ состоит в разделении телевизионного сигнала на два уровня — «от черного до серого» и «от серого до белого», с отдельным усилением этих двух уровней в двух усилительных каналах, в один из которых, «от черного до серого», апертурная коррекция не вводится, а в другой, от «серого до белого», вводится с последующим сложением сигналов от этих двух усилительных каналов. При этом флуктуационные помехи увеличиваются благодаря апертурной коррекции только в светлых местах изображения, не увеличиваясь в темных местах изображения, где мешающее действие флуктуационных помех особенно велико. Четкость изображения темных деталей при этом оказывается ниже, чем при обычной схеме апертурной коррекции, что, однако, существенно

---

<sup>1)</sup> «Техника кино и телевидения», 1961, № 12. Статья написана совместно с И. Н. Исаевой.

не сказывается на общем визуальном восприятии четкости всего изображения благодаря низкой разрешающей способности глаза при малых освещенностях.

Схема, предложенная в работе [1], была воспроизведена нами и испытана. Эти испытания показали, что при разделении сигнала только на два уровня эффект повышения качества изображения, даваемый схемой разделения, невелик и не может оправдать

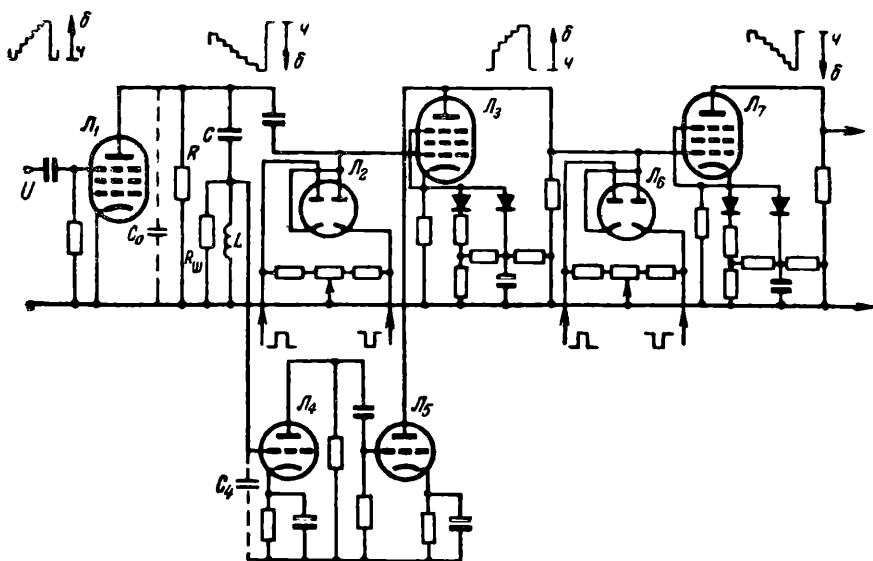


Рис. 1

большой сложности и трудности настройки схемы. Можно предполагать, что разделение сигнала на большое число уровней с соответствующей каждому уровню степенью апертурной коррекции дало бы больший эффект, но это привело бы к еще большей, практически недопустимой сложности схемы.

Схема корректора, построенного по способу нелинейной апертурной коррекции, представлена на рис. 1.

Если не учитывать содержащихся в этой схеме нелинейных цепей, служащих для получения определенной амплитудной характеристики отдельных частей корректора, то она будет аналогична схеме дифференциальной апертурной коррекции, описанной в работе [2].

В анодную цепь лампы  $\Lambda_1$  схемы включен контур, состоящий из трех параллельных ветвей: паразитной межкаскадной емкости  $C_0$ , анодного сопротивления  $R$  и последовательной  $LC$  цепи. Напряжение с этого контура передается на сетку лампы  $\Lambda_3$  схемы.

С другой стороны, напряжение с самоиндукции  $L$  контура, пропорциональное второй производной входного сигнала ( $u$ ), передается при помощи лампы  $\mathcal{L}_4$ , усиливающей это напряжение и переворачивающей его фазу, на сетку лампы  $\mathcal{L}_5$ , суммирующей это напряжение с некоторым коэффициентом пропорциональности с напряжением, снимаемым с контура, в общей анодной цепи ламп  $\mathcal{L}_3$  и  $\mathcal{L}_5$ . Самоиндукция  $L$  контура шунтируется сопротивлением  $R_{ш}$ , гасящим собственные колебания паразитного контура, образованного этой самоиндукцией и входной паразитной емкостью  $C_4$  лампы  $\mathcal{L}_4$ . Величина этого сопротивления определяется по формуле

$$R_{ш} = \sqrt{\frac{L}{2C_4}}.$$

При подчинении параметров контура условиям оптимальной частотной характеристики, представляемым в виде  $C=3C_0$  и  $R = \sqrt{\frac{9}{8} \frac{L}{C}}$ , описанная схема осуществляет практически идеальную апертурную коррекцию без фазовых искажений в пределах полосы частот от нуля до  $\omega_{гр} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  по закону  $\alpha = 1 + a\delta^2$ , где  $\delta = \frac{\omega}{\omega_{гр}}$  — относительная частота,  $a$  — коэффициент коррекции, представляемый в виде  $a = n \frac{S_5}{S_3} - 1$ , где  $n$  — коэффициент усиления лампы  $\mathcal{L}_4$ ,  $S_5$  — крутизна лампы  $\mathcal{L}_5$ ,  $S_3$  — крутизна лампы  $\mathcal{L}_3$ .

Приведенное выше выражение для коэффициента  $a$  справедливо для рассматриваемой схемы апертурной коррекции и при учете содержащихся в схеме нелинейных цепей, если под крутизной лампы иметь в виду ее дифференциальную крутизну в соответствующей точке амплитудной характеристики лампы.

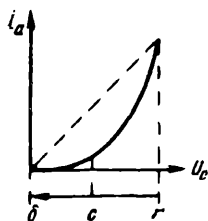


Рис. 2

В катодной цепи лампы  $\mathcal{L}_3$  включена система кристаллических диодов и сопротивлений, образующая известным способом нелинейное сопротивление, уменьшающееся при повышении потенциала сетки лампы  $\mathcal{L}_3$  таким образом, что зависимость анодного тока этой лампы от потенциала ее сетки  $I_a = f(U_g)$ , амплитудная характеристика лампы приобретает вид, представленный на

рис. 2, аналогичный тому, который необходим для коррекции гамма-характеристики приемной телевизионной трубки при направлении видеосигнала (от черного к белому), обозначенного на рис. 1. Крутизна этой зависимости — дифференциальная крутизна  $S_3$  — уменьшается при переходе от уровня черного к уровню белого.

Необходимая привязка уровня черного на сетке лампы  $\mathcal{L}_3$  производится известной управляемой схемой привязки при помощи двойного диода  $\mathcal{L}_2$ .

При изменении дифференциальной крутизны  $S_3$  будет изме-

няться коэффициент  $a$ . При уровне черного, когда значение  $S_3$  максимально, значение  $a$  минимально. При очень больших значениях  $S_3$  коэффициент  $a$  может принимать значение, близкое к  $-1$ . При этом частотная характеристика корректора будет иметь вид падающей кривой  $\alpha = 1 - \delta^2$ , принимающей значение 0 при  $\delta = 1$ , т. е. при  $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ . При отдалении от уровня черного, ког-

да значение  $S_3$  начинает уменьшаться, значение коэффициента  $a$  будет увеличиваться и при значении  $S_{3_0} = nS_5$  коэффициент  $a$  примет нулевое значение. При этом частотная характеристика корректора будет иметь вид горизонтальной прямой  $\alpha = 1$ .

При приближении к уровню белого при дальнейшем уменьшении дифференциальной крутизны  $S_3$  коэффициент  $a$ , принимая положительное значение, будет расти, достигая максимального значения при уровне белого, где дифференциальная крутизна  $S_3$  принимает минимальное значение. При этом будет иметь место максимальный подъем частотной характеристики апертурного корректора:

$$\alpha = 1 + a_{\text{макс}} \delta^2, \text{ где } a_{\text{макс}} = n \frac{S_5}{S_{3 \text{ мин}}} - 1.$$

Таким образом, нелинейность амплитудной характеристики лампы  $L_3$ , входящей в канал основного сигнала апертурного корректора, приводит к тому, что каждому из уровней сигнала, лежащему между уровнем черного и уровнем сигнала, соответствующим дифференциальной крутизне  $S_{3_0}$ , соответствует падающая частотная характеристика со своей эквивалентной полосой частот, а каждому из уровней сигнала, лежащему между уровнем, соответствующим дифференциальной крутизне  $S_{3_0}$ , и уровнем белого, соответствует частотная характеристика со своей степенью подъема — степенью апертурной коррекции.

При этом уровень флукутационных помех будет соответственно минимальным при уровне черного и достигать максимума при уровне белого.

Описанный апертурный корректор будет вносить в телевизионный тракт определенную нелинейность. Эта нелинейность, хотя и аналогична той, которая необходима для коррекции гамма-характеристики приемной телевизионной трубки, но не может служить для коррекции этой гамма-характеристики, так как форма нелинейности основного канала апертурного корректора определяется не условием оптимальной гамма-характеристики телевизионного канала, а условием оптимального подавления флукутационных помех вблизи уровня черного при оптимальном визуальном восприятии четкости изображения. Для того чтобы одновременно получить оптимальную гамма-характеристику телевизионного канала последовательно с описанным апертурным корректором, включается каскад гамма-коррекции, построенный на лампах  $L_6, L_7$ . Действие лампы  $L_7$  аналогично действию лампы  $L_3$  в канале ос-



нового сигнала апертурного корректора, но она вносит в видеосигнал нелинейность другого знака, так как направление видеосигнала на сетке лампы  $\mathcal{L}_7$  противоположно направлению видеосигнала на сетке лампы  $\mathcal{L}_3$ .

В частном случае, когда ко всему устройству предъявляется условие линейности амплитудной характеристики, каскад гамма-коррекции должен вносить нелинейность, обратную той, которая вносится основным каналом апертурного корректора. При этом гамма всего устройства будет равна единице. При вариации нелинейности каскада гамма-коррекции гамма всего устройства может быть получена как больше, так и меньше единицы.

Все устройство при гамме, равной единице, является устройством нелинейной апертурной коррекции в смысле нелинейной зависимости коэффициента апертурной коррекции  $\alpha$  от уровня видеосигнала.

С целью более резкого сужения полосы частот для уровней видеосигнала, лежащих вблизи уровня черного, в анодную цепь одного из каскадов усиления до описанного апертурного корректора включается контур, подобный контуру  $C_0RLC$  и настроенный на ту же или несколько более высокую граничную частоту  $\omega_{гр1} \geq \omega_{гр}$ . Частотная характеристика нелинейного апертурного корректора

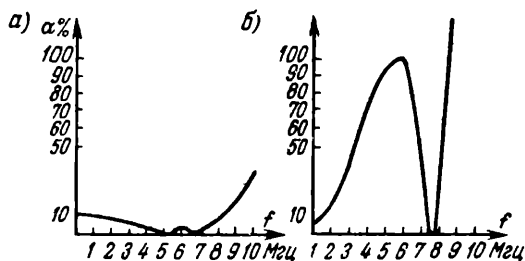


Рис. 3

вместе с этим каскадом усиления при уровне черного приближается к виду  $\alpha = \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{гр1}^2}\right) \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{гр}^2}\right)$ , а при уровне белого представляется в виде

$$\alpha = \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{гр1}^2}\right) \left(1 + \alpha_{\max} \frac{\omega^2}{\omega_{гр}^2}\right).$$

На рис. 3а представлен теоретически рассчитанный график частотной характеристики

$$\alpha = \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{гр1}^2}\right) \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{гр}^2}\right)$$

при  $f_{гр} = 5$  МГц и  $f_{гр1} = 6,7$  МГц ( $\omega = 2\pi f$ ).

На рис. 3б представлен график частотной характеристики

$$\alpha = \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{\text{гр1}}^2}\right) \left(1 + a_{\text{макс}} \frac{\omega^2}{\omega_{\text{гр}}^2}\right)$$

при тех же значениях граничных частот и  $a_{\text{макс}} = 27$ .

Если не считать подъема частотной характеристики за пределами граничной частоты 6,7 МГц, обрезаемого общей частотной характеристикой телевизионного тракта, то первый график представляет падающую частотную характеристику с эквивалентной полосой частот порядка 3,5 МГц, а второй график представляет частотную характеристику, начальный и средний участок которой имеет подъем, форма которого практически определяется вторым множителем выражения частотной характеристики  $\alpha = \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{\text{гр1}}^2}\right) \times$

$$\times \left(1 + a_{\text{макс}} \frac{\omega^2}{\omega_{\text{гр}}^2}\right).$$

На форму последнего участка графика оказывает превалирующее влияние первый множитель выражения частотной характеристики, благодаря которому подъем частотной характеристики все больше замедляется, и частотная характеристика, достигая максимума ( $\alpha = 10$ ) при частоте 4,9 МГц, затем резко падает.

Частотные характеристики, соответствующие различным уровням видеосигнала, лежащим между уровнем черного и уровнем белого, расположены между приведенными выше графиками. Следует отметить, что как на восходящих, так и на падающих участках частотных характеристик фазовые искажения практически отсутствуют, так как описанный выше контур  $C_0RLC$  имеет фазовую характеристику, которая в пределах полосы частот от нуля до

$\omega \sqrt{\frac{1}{LC}}$  отклоняется от линейного закона не больше чем на  $5^\circ$ , а в пределах частот от нуля до  $\omega = 2 \sqrt{\frac{1}{LC}}$  отклоняется от линейного закона не больше чем на  $18^\circ$ .

Интересно сопоставить описанную выше схему нелинейной апертурной коррекции с одной из возможных схем совмещения апертурной и гамма-коррекции. Обычно применяется последовательное включение схем апертурной и гамма-коррекции, причем схема апертурной коррекции включается до схемы гамма-коррекции. В некоторых случаях схема апертурной коррекции включается после предварительной гамма-коррекции.

Возможна также схема параллельного включения апертурной и гамма-коррекции, изображенная на рис. 4, когда гамма-коррекция производится только в основном канале апертурного корректора, построенного по способу сложения основного сигнала и сигнала второй производной. Такая схема совмещенной апертурной и гамма-коррекции испытывалась при разработке блока коррекции видеосигнала телевизионного ретранслятора [3], но была отброше-



на ввиду больших окантовок (повторов) телевизионного изображения, которые получались при этой схеме.

Легко показать, что параллельная схема в том случае, когда производится гамма-коррекция только приемной телевизионной трубки, является частным несовершенным случаем нелинейной апертурной коррекции. В этом случае также имеет место нелиней-

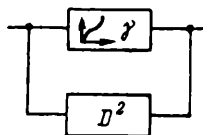


Рис. 4

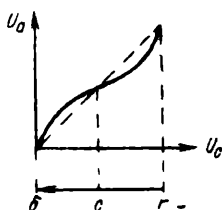


Рис. 5

ная амплитудная характеристика канала основного сигнала апертурного корректора, крутизна которой падает при переходе от уровня черного к уровню белого, но степень этой нелинейности недостаточна для получения заметного эффекта уменьшения видности флуктуационных помех в области черного и в особенности в области серого. Однако никаких искажений телевизионного изображения типа окантовок (повторов) при этом не должно быть. В том же случае, когда производится гамма-коррекция не только приемной телевизионной трубки (в области черного), но и передающей телевизионной трубки (в области белого) и общая амплитудная характеристика гамма-корректора имеет вид, представленный на рис. 5, могут иметь место указанные выше искажения изображения.

Действительно, нелинейность канала основного сигнала апертурного корректора будет в этом случае приводить к падению четкости в области белого, поскольку крутизна амплитудной характеристики растет при переходе от уровня серого к уровню белого. При достижении же необходимой четкости в области белого неизбежна перекоррекция в области серого, вызывающая выбросы переходной характеристики, которые и приводят к искажениям изображения типа окантовок (повторов). Подобные эффекты в описанном выше нелинейном апертурном корректоре (см. рис. 1), естественно, не имеют места и в том случае, когда содержащийся в нем каскад гамма-коррекции используется для гамма-коррекции передающей телевизионной трубки (в области белого).

Для экспериментального исследования и испытания эффективности нелинейной апертурной коррекции был построен промежуточный усилитель, включающий в себя нелинейный апертурный корректор, построенный по схеме рис. 1, каскад усиления до апер-

турного корректора, в анодную цепь которого включен контур, подобный контуру  $C_0RLC$  нелинейного апертурного корректора, и элементы, свойственные обычному промежуточному усилителю и служащие для формирования бланкирующих импульсов, и т. д. Полная принципиальная схема этого промежуточного усилителя представлена на рис. 6.

Лампы  $L_3$ ,  $L_{4a}$ ,  $L_{4b}$ ,  $L_5$ ,  $L_6$ ,  $L_7$ ,  $L_8$  этой схемы соответствуют лампам  $L_1$ ,  $L_4$ ,  $L_5$ ,  $L_2$ ,  $L_3$ ,  $L_6$ ,  $L_7$  схемы рис. 1 нелинейного апертурного корректора. Лампы  $L_{1a}$ ,  $L_{2a}$ ,  $L_{2b}$  представляют собой обычные каскады видеоусилителя. Лампа  $L_{1b}$  представляет собой описанный выше каскад усиления, в анодную цепь которого включен контур, подобный контуру  $C_0RLC$  нелинейного апертурного корректора. Лампы  $L_{14a}$  и  $L_{14b}$  составляют усилитель строчных синхронизирующих импульсов, служащих для управления схемами привязки уровня черного (построенных на лампах  $L_5$ ,  $L_7$ ). Лампы  $L_{13a}$ ,  $L_{13b}$  составляют усилитель бланкирующих импульсов, вводимых в анодную цепь лампы  $L_8$  и ограничиваемых затем кристаллическими диодами.

Уровень ограничения бланкирующего сигнала регулируется изменением величины положительного напряжения на аноде диода, включенного последовательно с анодным сопротивлением лампы  $L_8$  и на катоде диода, включенного параллельно этому сопротивлению. Лампа  $L_9$  представляет собой каскад видеоусилителя, в котором при помощи изменения величины катодного сопротивления производится регулировка выходной величины видеосигнала; регулировка входной величины видеосигнала производится, как обычно, на пульте управления.

Лампы  $L_{10}$ ,  $L_{11}$ ,  $L_{12}$  представляют собой выходные катодные повторители промежуточного усилителя, служащие для передачи

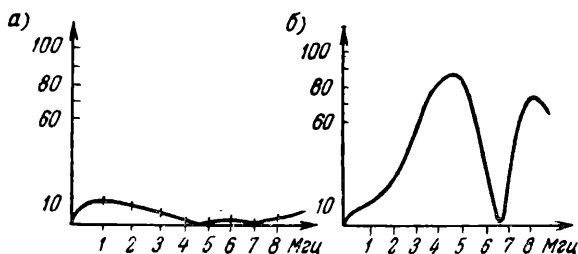


Рис. 7

видеосигнала к линейному усилителю и к видеоконтрольным устройствам. Регулировка степени апертурной коррекции (подъема вч) производится изменением отрицательного смещения на сетке лампы  $L_{4a}$ . Регулировка степени нелинейности канала основного сигнала апертурного корректора производится изменением величины положительных напряжений на катодах кристаллических диодов, включенных в катодную цепь лампы  $L_6$ . Таким же

образом производится регулировка нелинейности гамма-корректора, построенного на лампе  $\mathcal{L}_8$ .

На рис. 7 а и б представлены экспериментально снятые (на ИЧХ-57) графики частотных характеристик этого промежуточного усилителя, соответствующих уровню черного (а) и уровню белого (б). Эти характеристики по своей форме вполне соответствуют теоретически рассчитанным частотным характеристикам устройства, представленным на рис. 3 а и б.

Подъем частотных характеристик за пределами второй граничной частоты — 6,7 МГц, определяемой контуром в анодной цепи лампы  $\mathcal{L}_{16}$ , как уже указывалось, обрезается общей частотной характеристикой телевизионного тракта. Однако, имея в виду необходимость наблюдения телевизионного изображения в аппаратной телецентра, аппаратура которого, в том числе и видеоконтрольные устройства, обычно имеет более широкую полосу частот, чем общая полоса частот телевизионного тракта, с целью получения правильного представления о характере изображения на приемном конце всего телевизионного тракта на входе промежуточного усилителя был установлен фильтр низких частот, обрезаящий частоты, лежащие выше частоты 6 МГц. Схема такого фильтра представлена на рис. 8а. Этот фильтр спроектирован и рассчитан по

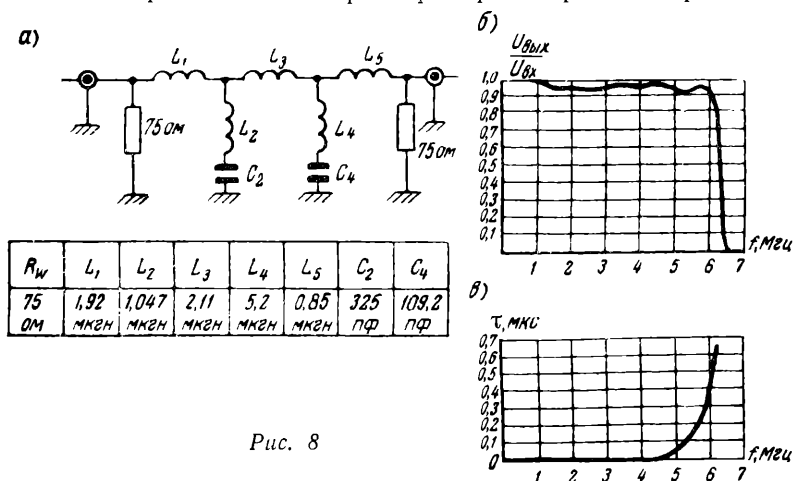


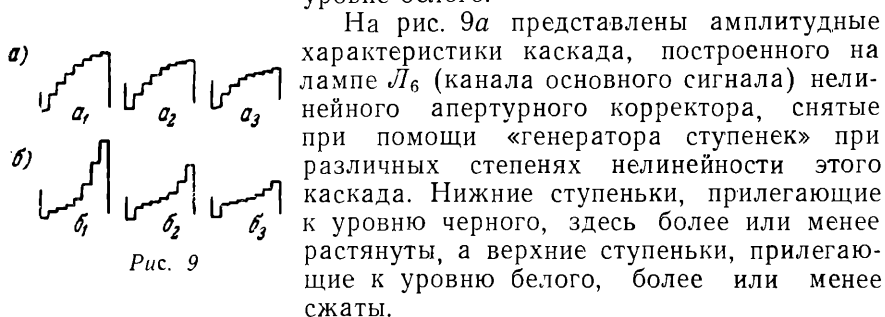
Рис. 8

методу, описанному в работе [4] так, чтобы при полосе пропускания 6 МГц с неравномерностью 0,1 дБ затухание на частоте 6,5 МГц было равно — 20 дБ.

Экспериментально снятые частотные характеристики и характеристика времени задержки  $\tau = \frac{d\varphi}{d\omega}$  этого фильтра представлены на рис. 8 б и 8 в<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Этот фильтр был рассчитан и настроен инженером Л. А. Левашовой.

Хотя фазовые искажения на частотах, близких к граничной, у такого фильтра довольно велики, это не имеет существенного значения, так как в данной области частот частотная характеристика самого промежуточного усилителя с нелинейной апертурной коррекцией уже имеет большой спад и уровень спектральных составляющих видеосигнала в этой области частот очень мал, даже при большой степени апертурной коррекции, имеющей место при уровне белого.



На рис. 9б представлены снятые таким же образом амплитудные характеристики лампы  $L_8$  — гамма-корректора, предназначенного для коррекции линейности апертурного корректора и для получения заданной гаммы всего устройства. Приблизительно линейная амплитудная характеристика всего устройства получается при сочетании нелинейности апертурного корректора, соответствующего рис. 9а ( $a_2$ ), и нелинейности гамма-корректора, соответствующего рис. 9б ( $б_3$ ).

Описанный выше промежуточный усилитель с нелинейной апертурной коррекцией был испытан в видиконном киноканале Московского телевизионного центра. Для сравнения испытывался также промежуточный усилитель с последовательным сочетанием линейного апертурного корректора и гамма-корректора.

Испытания промежуточного усилителя с линейным апертурным корректором показали, что совместное применение обычной линейной апертурной коррекции с гамма-коррекцией не может повысить качества изображения из-за резкого увеличения флуктуационных помех при введении как апертурной, так и гамма-коррекции. И в нормальном видиконном киноканале, эксплуатируемом на Московском телевизионном центре, в котором отсутствует гамма-коррекция и применяется только линейная апертурная коррекция, флуктуационные помехи, особенно заметные в области черного и серого, не дают возможности использовать большие степени апертурной коррекции, необходимые для получения изображения большой четкости.

Испытания описанного выше промежуточного усилителя показали, что введение нелинейной апертурной коррекции при большой степени нелинейности существенно повышает качество телевизионного изображения, увеличивая количество градаций яркости и

увеличивая четкость изображения. При сильном уменьшении флуктуационных помех в области черного и серого, практическом их исчезновении падение четкости изображения в темных и серых местах изображения в реальных сюжетах различного плана было практически незаметно. В то же время четкость изображения в светлых местах изображения резко увеличилась, и хотя флуктуационные помехи в светлых местах оставались заметными, они имели упорядоченный характер в виде сетки, соответствующей частоте 5 Мгц (частоте максимума частотной характеристики устройства при уровне белого), мало мешающей наблюдению изображения.

Можно предполагать, что применение в предварительном усилителе сложной схемы противозумовой коррекции [5, 6] с частотой вырезки порядка 5 Мгц должно в этих условиях резко уменьшить видность упомянутой выше помехи — сетки — и дополнительно улучшить качество телевизионного изображения.

## Литература

1. Sullivan M. Highlight Equalizer Sharpens TV Pictures. «Electronics», 1958, vol. 31, N 3.

2. Брауде Г. В., Макаров Ю. С. Новая схема дифференциальной апертурной коррекции. «Техника кино и телевидения», 1961, № 6. (См. сборник, стр. 214—219.)

3. Гисич П. Н., Левашов В. С., Покровский И. П. Аппаратура коррекции телевизионного сигнала и повышения его помехоустойчивости. «Телевидение, прием и ретрансляция», 1958, № 9.

4. Alexander, Grossman I. Synthesis of Tchebycheff Parameter Symmetrical Filters. «Proceedings of the IRE», April 1957.

5. Брауде Г. В. Способ сложной противозумовой коррекции. «ИЭСТ», 1941, № 6 (См. сборник, стр. 121—140).

6. Брауде Г. В., Ушаков М. А. Предварительный усилитель телевизионного киноканала. «Техника кино и телевидения», 1957, № 3. (См. сборник, стр. 141—162.)

---



# Приложение

## О колебательных системах с безваттной связью<sup>1)</sup> (обобщение принципа обратной связи)

### О ФАЗЕ ЛАМПОВОГО УСИЛИТЕЛЯ

Ламповый усилитель в общем виде можно охарактеризовать<sup>2)</sup> как четырехполюсный преобразователь электрического напряжения в электрический ток, причем ток, получающийся на выходе усилителя, может быть, вообще говоря, любой фазы (направления) относительно напряжения, приложенного к входу этого усилителя. Действительно, если мы рассмотрим, например, двухламповый усилитель  $ABCD$  (рис. 1), в котором напряжение с одной лампы подается на другую посредством некоторого сопротивления  $Z$ , то мы увидим, что фаза тока на выходе усилителя  $CD$  относительно напряжения на входе усилителя  $AB$  будет определяться фазой сопротивления  $Z$ , совпадая с ней в том случае, когда сопротивление ламп бесконечно велико по сравнению с сопротивлением  $Z$  и сопротивлением, включенным на

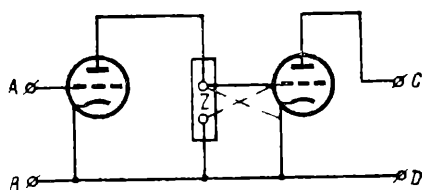


Рис. 1

в дальнейшем изложении ограничимся выходе усилителя. Для простоты мы рассмотрим последний случай.

1. Если сопротивление  $Z$  — ваттное, ток на выходе усилителя будет совпадать по фазе с напряжением на его входе или же будет прямо противоположной фазы в случае, когда напряжение с первой на вторую лампу усилителя подается с других концов сопротивления  $Z$ .

2. Если сопротивление  $Z$  — безваттное, ток на выходе усилителя будет отличаться по фазе от напряжения на его входе на угол  $\frac{\pi}{2}$ , отставая на  $\frac{\pi}{2}$  в

случае индуктивного сопротивления и опережая на  $\frac{\pi}{2}$  в случае емкостного сопротивления или, наоборот, в случае, когда напряжение с первой на вторую лампу усилителя подается с других концов сопротивления  $Z$ .

3. Если сопротивление  $Z$  комплексное, ток на выходе усилителя будет отставать или опережать напряжение на входе усилителя на угол, лежащий между 0 и  $\frac{\pi}{2}$  и  $\frac{\pi}{2}$  и  $\pi$ .

<sup>1)</sup> Журнал технической физики. Том 1, вып. 1, 1931. Доложено впервые 16 декабря 1930 г. на заседании совета отдела электрических колебаний Государственного физико-технического института.

<sup>2)</sup> Если пренебречь внутриэлектродными емкостями и сеточными токами.

## ОБЩИЙ ПРИНЦИП ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

Сопротивление всякой электрической системы, из каких бы элементов она ни состояла, определяется отношением абсолютной величины напряжения, приложенного к этой системе, к абсолютной величине вызванного им тока в системе и их (тока и напряжения) взаимной фазой.

Если напряжение, приложенное к электрической системе  $Z$  (рис. 2), с этой электрической системы подается к входу лампового усилителя  $K$  (отдельно представленного на рис. 1), а ток на выходе этого усилителя вводится каким-то образом обратно в ту же электрическую систему, то величина и фаза тока в электрической системе будут складываться из величины и фазы того тока, который был бы в системе в случае отсутствия описанной выше обратной связи, и величины и фазы тока на выходе усилителя.

Величина и фаза сопротивлений такой электрической системы с обратной связью будут, таким образом, определяться не только свойствами электрической системы, но и свойствами усилителя, осуществляющего обратную связь. Соответственно трем рассмотренным выше случаям соотношения фаз напряжения и тока в ламповом усилителе можно установить три случая действия обратной связи.

1. Если ток на выходе усилителя находится в фазе с напряжением на его входе или в прямо противоположной фазе, то благодаря обратной связи ваттная составляющая сопротивления электрической системы увеличится или уменьшится, безваттная же составляющая останется неизменной.

2. Если ток на выходе усилителя отличается по фазе от напряжения на его входе на угол  $\frac{\pi}{2}$ , то безваттная составляющая сопротивления электрической системы увеличится или уменьшится, ваттная же составляющая останется неизменной.

3. Если ток на выходе усилителя будет отличаться по фазе от напряжения на его входе на угол, лежащий между  $0$  и  $\frac{\pi}{2}$  и  $\frac{\pi}{2}$  и  $\pi$ , то изменится как ваттная, так и безваттная составляющая электрической системы.

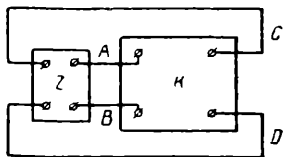


Рис. 2

## О КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Если наша электрическая система является колебательной системой, то благодаря обратной связи будут изменяться ее параметры. В первом из описанных выше случаев, который можно назвать ваттной обратной связью, изменяется коэффициент затухания системы. Во втором случае, который мы назовем безваттной обратной связью, изменяется емкость или самоиндукция, т. е. собственная частота колебательной системы. В третьем случае, который мы назовем комплексной обратной связью, изменяется как затухание, так и собственная частота колебательной системы.

Если в случае ваттной обратной связи коэффициент затухания системы уменьшается, то мы получаем как раз то, что обычно понимается под обратной связью, т. е. уменьшение омического сопротивления контура введением в него так называемого отрицательного сопротивления.

Этот случай обратной связи может быть, как известно, выражен следующим дифференциальным уравнением второго порядка:

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = K \frac{di}{dt}.$$

Член, стоящий в правой части дифференциального уравнения, выражающий электродвижущую силу, вносимую в колебательную систему обратной связью, в этом случае пропорционален первой производной тока в системе и при переносе в левую часть уравнения будет уменьшать коэффициент при первой производной, приводя колебательную систему к самовозбуждению при сведении этого коэффициента к нулю.

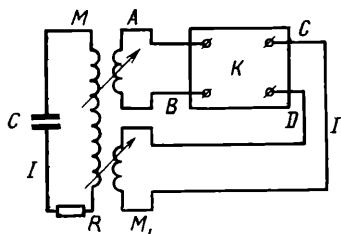


Рис. 3

Случай безваттной обратной связи может быть также просто выражен дифференциальным уравнением второго порядка. Рассмотрим схему, представленную на рис. 3. Ток  $i$  в колебательной системе посредством взаимной индукции  $M$  создает на входе  $AB$  усилителя  $K$  напряжение  $M \frac{di}{dt}$ , ток на выходе усилителя вводит посредством взаимной индукции  $M_1$  в колебательную систему выражение

$$M_1 \frac{di_1}{dt}.$$

Усилитель  $K$  отдельно представлен на рис. 1. В случае безваттной обратной связи сопротивление  $Z$  в нем должно быть чисто безваттным. Пусть это будет емкость  $C_1$ .

Составим уравнение Кирхгофа для этой схемы. Напряжение на самоиндукции  $L$ , создаваемое током  $i$ , равно  $L \frac{di}{dt}$ . Напряжение на емкости  $C$  равно

$$\frac{1}{C} \int idt.$$

Напряжение на омическом сопротивлении  $R$  равно  $Ri$ . Напряжение, вводимое в колебательную систему обратной связью, равно  $M_1 \frac{di_1}{dt}$ . Уравнение Кирхгофа напишется в следующем виде:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int idt = M_1 \frac{di_1}{dt}.$$

Но  $i_1$  ток на выходе усилителя  $K$  является анодным током второй лампы усилителя и равен напряжению на ее сетке, т. е. на сопротивлении  $Z$ , помноженному на крутизну второй лампы. Напряжение же на сопротивлении  $Z$  равно

$$\frac{1}{C_1} \int i' dt,$$

где  $i'$  — анодный ток первой лампы, равен напряжению на ее сетке, т. е. на входе усилителя  $K$  —  $M \frac{di}{dt}$ , помноженному на крутизну первой лампы усилителя. Обозначая крутизну первой лампы усилителя через  $S_1$ , второй лампы через  $S_2$ , получим

$$i_1 = \frac{1}{C} \int M \frac{di}{dt} S_1 dt S_2 = \frac{MM_1 S_1 S_2}{C_1} i,$$

где  $i$  — ток в колебательной системе.

Подставляя выражение для  $i_1$  в уравнении Кирхгофа, получим

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int idt = \frac{MM_1 S_1 S_2}{C_1} \frac{di}{dt}.$$

Продифференцировав это уравнение, получаем

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = \frac{MM_1 S_1 S_2}{C_1} \frac{d^2 i}{dt^2}.$$

Обозначая  $\frac{MM_1 S_1 S_2}{C_1}$  через  $K$ , получим окончательно дифференциальное уравнение колебательной системы с безваттной обратной связью в виде

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = K \frac{d^2 i}{dt^2}.$$

В этом уравнении член, стоящий в правой части, выражающий электродвижущую силу, вносимую в колебательную систему обратной связью, в этом случае пропорционален второй производной тока в системе и при переносе в левую часть уравнения будет уменьшать коэффициент при второй производной, т. е. самоиндукцию системы, изменяя частоту колебательной системы, увеличивая ее принципиально до бесконечности, при сведении этого коэффициента к нулю.

Дифференциальное уравнение колебательной системы с безваттной обратной связью может быть написано и в виде

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = Ki.$$

Вообще говоря,  $K$  может быть числом и положительным и отрицательным. Самоиндукция или емкость колебательной системы может, таким образом, уменьшаться или увеличиваться, а собственная частота увеличиваться или уменьшаться.

Общий случай комплексной обратной связи может быть выражен дифференциальным уравнением

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = F \left( \frac{d^2 i}{dt^2}, \frac{di}{dt}, i \right),$$

где  $F$  — функция тока в системе и его первой и второй производной. В этом общем случае благодаря обратной связи будут изменяться все параметры системы, определяемые коэффициентами дифференциального уравнения, т. е. как затухание, так и собственная частота колебательной системы.

Практически ни первый, ни второй случаи в совершенно чистом виде не могут быть осуществлены и представляют собой всегда третий случай — более или менее близко приближающийся к первому или второму случаю. Это вызывает в случае самовозбуждения колебательной системы так называемое «уклонение генерируемой частоты от собственной» и «нестабильность лампового генератора», которые, с нашей точки зрения, могут быть трактуемы как изменение собственной частоты колебательной системы, вызываемое безваттной составляющей обратной связи.

## О КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ С БЕЗВАТТНОЙ СВЯЗЬЮ

Случай ваттной обратной связи может быть осуществлен, как известно, с помощью одной лампы, причем для создания нужной противоположной фазы обратной связи связь осуществляется через самоиндукцию колебательной системы. Безваттная обратная связь может быть также осуществлена с помощью одной лампы. Для этого нужно осуществить обратную связь через омическое сопротивление, входящее в колебательную систему. Действительно, вводя в колебательную систему электродвижущую силу не через самоиндукцию, а через омическое сопротивление системы (рис. 4), мы поворачиваем фазу этой электро-

движущей силы на  $\frac{\pi}{2}$  и получаем возможность ограничиться одноламповым усилителем.

Уравнение Кирхгофа, составленное для колебательной системы с такой обратной связью, будет

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int i dt = M \frac{di}{dt} SR.$$

Продифференцировав его, получим дифференциальное уравнение колебательной системы в виде

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = MSR \frac{d^2 i}{dt^2},$$

откуда видно, что от этой обратной связи будет изменяться коэффициент при второй производной, т. е. изменяться собственная частота системы.

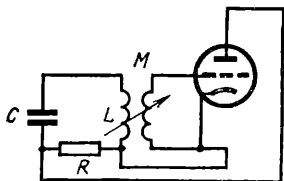


Рис. 4

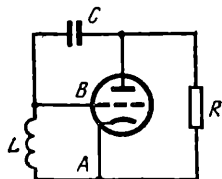


Рис. 5

Если в этой схеме напряжение с колебательной системы будет подаваться на вход усилителя (сетку лампы) непосредственно с самоиндукцией системы, то мы получим схему, представленную на рис. 5. В этой схеме емкость, включенная параллельно самоиндукции системы, может быть рассматриваема как входная емкость сетки лампы, зависящая от коэффициента усиления лампы. Действительно, емкость между точками  $AB$ , как всякая емкость, определяется тем зарядом, который вызывается напряжением, приложенным к этим точкам,

$C = \frac{Q}{u}$ , но напряжение  $u$ , приложенное к сетке лампы, вызывает на конденсаторе  $C$  напряжение  $u' = u + ku$ , где  $k$  — коэффициент усиления лампы. Напряжение на конденсаторе  $C$ , равное  $u'$ , вызывает на нем заряд  $Q = Cu' = C(u + ku) =$

$= Cu(1+k)$ , откуда емкость между точками  $AB$ , которую можно назвать входной емкостью сетки лампы, равна  $\frac{Q}{u} = C(1+k)$ , где  $k$  — коэффициент усиления

лампы, равен произведению крутизны лампы  $S$  на сопротивление  $r$ .

Это обстоятельство вызывает, как известно, в любом ламповом усилителе зависимость входной емкости сетки, которая тогда называется динамической емкостью сетки, от коэффициента усиления усилителя благодаря емкости анод—сетка лампы, играющей ту же роль, что конденсатор  $C$  в нашей схеме. В нашем случае это будет вызывать изменение частоты колебательной системы благодаря обратной связи, которая, как мы видели, является безвзаттной обратной связью.

Все схемы с безвзаттной обратной связью могут быть рассматриваемы с точки зрения динамической емкости.

Так же точно все схемы с безвзаттной обратной связью могут быть рассматриваемы с точки зрения динамической самоиндукции, которая, будучи определена как отношение потока индукции к току, его вызывающему, будет тоже зависеть от крутизны ламп усилителя, осуществляющего обратную связь.

Хотя безвзаттную обратную связь можно осуществить, как мы видели, с помощью одной лампы, но получить больших коэффициентов обратной связи при

этом нельзя без увеличения омического сопротивления, осуществляющего обратную связь и входящего в колебательную систему, т. е. нельзя без внесения в колебательную систему дополнительного затухания. Чисто безвзвешенная обратная связь может быть принципиально осуществлена только с помощью двухламп.

Случай безвзвешенной обратной связи был нами осуществлен на практике и исследован экспериментально. Ниже мы приводим экспериментально-теоретическое исследование колебательных систем с безвзвешенной обратной связью, с одной и с двумя степенями свободы. Для простоты мы выбрали схему с кондуктивными связями (рис. 6). Напряжение подается с колебательной системы к входу усилителя непосредственно с части самоиндукции системы  $L$ , ток на выходе усилителя вводится в колебательную систему непосредственно через другую часть самоиндукции системы  $L_2$ . Усилитель  $K$  — двухламповый усилитель, отдельно представленный на рис. 1.

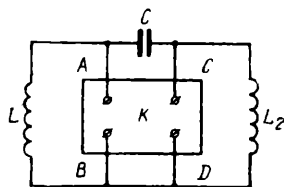


Рис. 6

## СИСТЕМА С ОДНОЙ СТЕПЕНЬЮ СВОБОДЫ

Система с одной степенью свободы в основном теоретически уже исследована нами раньше. В дифференциальном уравнении колебательной системы, изображенной на рис. 3, остается только заменить взаимоиנדукции  $M$  и  $M_1$  самоиндукциями  $L$  и  $L_2$ , а самоиндукцию  $L$  — самоиндукцией  $L + L_2$ , и мы получим дифференциальное уравнение колебательной системы, изображенной на рис. 6, в виде

$$(L + L_2) \frac{d^2 i}{dt^2} + r \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = \frac{LL_2 S_1 S_2}{C_1} \frac{d^2 i}{dt^2}.$$

Иследуем собственную частоту этой колебательной системы. Решая это дифференциальное уравнение, пренебрегая омическим сопротивлением  $r$ , мы получим собственную частоту системы в следующем виде:

$$\omega^2 = \frac{1}{C \left( L + L_2 - \frac{LL_2 S_1 S_2}{C_1} \right)}.$$

Собственная волна системы выразится в следующем виде:

$$\lambda^2 = a^2 C \left( L + L_2 - \frac{LL_2 S_1 S_2}{C_1} \right),$$

где  $a^2 = 4\pi^2 c^2$ , где  $c$  — скорость света.

Из последнего выражения видно, что квадрат собственной частоты системы выражается линейной функцией крутизны ламп, взятых в отдельности, и что при крутизне лампы, равной нулю, собственная волна стремится к собственной волне колебательной системы без обратной связи и при крутизнах ламп, удовлетворяющих соотношению

$$L + L_2 = \frac{LL_2 S_1 S_2}{C_1},$$

собственная волна стремится к нулю, а собственная частота — к бесконечности.

Экспериментальная схема представлена на рис. 7. В качестве ламп усилителя были взяты лампы с экранированным анодом типа СО-44. Экранированные лампы, обладая большим внутренним сопротивлением, больше всего подходят

к нашему случаю, где мы положили внутреннее сопротивление ламп бесконечно большим по сравнению с включаемыми в их анодные цепи сопротивлениями. Кроме того, обладая очень малыми внутриэлектродными емкостями анод—сетка, эти лампы дают возможность освободиться от паразитных связей через емкости анод—сетка ламп, которые в случае простых ламп пришлось

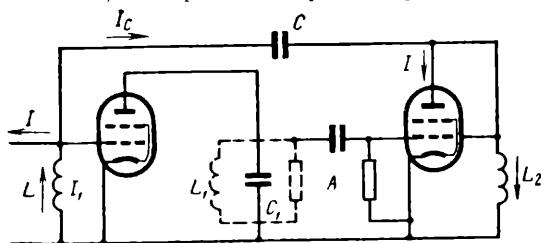


Рис. 7

• Экспериментальные точки  
 $10^4 \times m^2$  + Расчетные точки

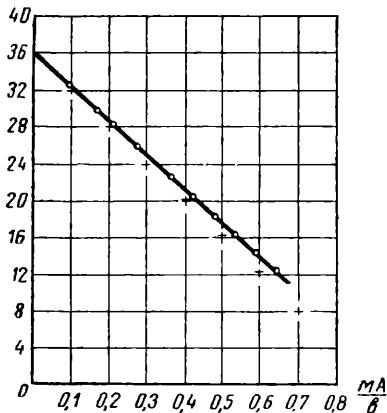


Рис. 8

бы нейтрализовать. В качестве емкости  $C_1$  были использованы внутриэлектродные емкости ламп, т. е. параллельно соединенные емкости анод—нить первой лампы и сетка—нить второй лампы. Для возможности прохождения постоянного анодного тока эта емкость шунтировалась большим сопротивлением  $R$ . Напряжение с емкости  $C_1$  подавалось на сетку следующей лампы через гридлик для отделения сетки от постоянного анодного напряжения и для устранения сеточного тока.

Опыт производился следующим образом. Со стороны самоиндукции в колебательную систему вводилась от некоторого лампового генератора внешняя вынуждающая сила, частота которой измерялась, и находился резонанс системы по максимальному отклонению прибора, связанного с самоиндукцией  $L_2$  и измеряющего амплитуду вынужденных колебаний в системе. Частота измерялась волномером, связанным с генератором. Далее изменялась крутизна первой лампы отрицательным сеточным смещением и находилась собственная частота системы при различных крутизнах первой лампы.

Постоянные схемы были следующие:

$$L = 4,6 \cdot 10^{-5} \text{ гн}; L_2 = 63,4 \cdot 10^{-5} \text{ гн}; C = 147 \cdot 10^{-12} \text{ ф};$$

собственная волна в отсутствие обратной связи  $\lambda_0 = 600 \text{ м}$ ; емкость, образованная внутриэлектродными емкостями анод—нить первой лампы и сетка—нить второй, оказалась равной  $C_1 = 31 \cdot 10^{-12} \text{ ф}$ .

Крутизна второй лампы

$$S_2 = 750 \cdot 10^{-6} \frac{a}{\theta}.$$

Крутизна первой лампы менялась от 0 до  $700 \cdot 10^{-6} \frac{a}{\varepsilon}$ .

На рис. 8 представлена экспериментальная зависимость квадрата собственной волны системы от крутизны первой лампы. Там же крестиками нанесены вычисленные теоретические точки.

Как и следовало из теории, эта экспериментальная зависимость оказалась прямолинейной и при  $S_1=0$ ,  $\lambda=\lambda_0=600$  м, однако наклон экспериментальной прямой оказался меньше наклона теоретического.

Этот факт легко объясняется тем, что мы работали на криволинейной части характеристики второй лампы при конечной, а не бесконечно малой амплитуде напряжения в системе.

Амплитуда колебания в системе, усиленная первой лампой, будучи подана на сетку второй лампы, вызовет на ней благодаря придику отрицательное сеточное смещение, которое вызовет уменьшение крутизны второй лампы, а следовательно, и наклон экспериментальной прямой будет меньше теоретического, вычисленного в предположении бесконечно малых амплитуд в системе.

Изменение крутизны при конечных амплитудах происходит, правда, в меньшей степени и в отсутствие гридлика, так как динамическая крутизна, вообще говоря, отличается от статической. В верхней части нижнего сгиба характеристики она меньше статической, в нижней части нижнего сгиба больше статической. Таким образом, и крутизна первой лампы при различных сеточных смещениях будет отличаться в ту или другую сторону от ее статической крутизны, но эти отклонения при тех амплитудах, которые мы имели в системе, незначительны, между тем как изменение крутизны второй лампы благодаря гораздо большей амплитуде на ее сетке и присутствию гридлика достаточно велико для того, чтобы вызвать то систематическое отклонение эксперимента от теории, которое мы наблюдали.

Эксперимент можно было бы поставить так, чтобы и это отклонение было незначительно. Для этого нужно было работать на прямолинейной части характеристики второй лампы и без гридлика, компенсируя постоянное анодное напряжение и устраняя сеточный ток отрицательным сеточным смещением, но описанное выше влияние нелинейности характеристики не было нами своевременно учтено.

Эта же нелинейность вызывает, как легко убедиться и на опыте, зависимость частоты колебательной системы от амплитуды.

Последнее обстоятельство вызывает явление искажения формы резонансной кривой при больших амплитудах вынуждающей силы. На рис. 9 представлена такая резонансная кривая, снятая при больших амплитудах. Кривая резко асимметрична. При увеличении амплитуды вынуждающей силы эта кривая переходит в кривую своеобразного затягивания, представленную на рис. 10. При снятии этих кривых волна каждый раз измерялась волномером, а не отмечалась по расстройке градуированного заранее генератора; таким образом, здесь исключается возможность объяснения этого явления обратным влиянием колебательной системы на генератор. Явление это может быть просто объяснено следующим образом.

При подходе к резонансу амплитуда колебаний в системе резко увеличивается, отчего, как мы видели, уменьшается крутизна лампы, т. е. уменьшается собственная частота системы. При переходе через резонанс амплитуда колебаний в системе резко уменьшается, отчего собственная частота системы увеличивается. При подходе к резонансу со стороны больших частот (меньших длин волн) собственная частота системы, уменьшаясь, будет уходить от частоты вынуждающей силы, разность между ними будет медленнее приближаться к нулю и амплитуда будет медленно возрастать. Резонанс наступит, таким образом, позже, и резонансная кривая на этом участке станет более пологой. При переходе через резонанс собственная частота системы, увеличиваясь, пойдет навстречу частоте вынуждающей силы, разность частот между ними будет быстро возрастать, и амплитуда колебаний будет быстро падать. Резонансная кривая на этом участке будет более крутой. При достаточно резком изменении собственной частоты колебательной системы амплитуда колебаний уменьшится скачком (сорвется).



Наоборот, при подходе к резонансу со стороны меньших частот (бóльших длин волн) собственная частота системы, уменьшаясь, будет приближаться к частоте вынуждающей силы, разность между ними будет быстрее приближаться к нулю, и амплитуда будет быстро возрастать до своего максимального значения. Резонанс наступит, таким образом, раньше, и резонансная кривая на этом участке станет более крутой. При достаточно резком изменении собствен-

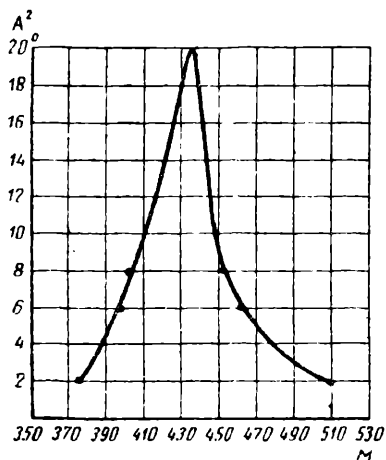


Рис. 9

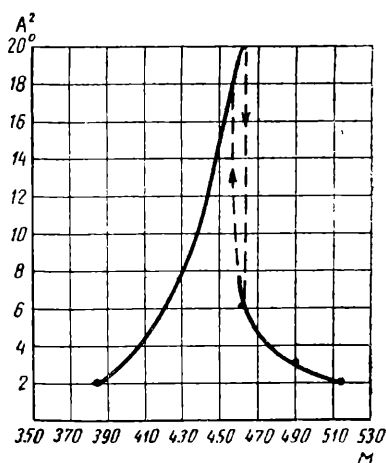


Рис. 10

ной частоты колебательной системы амплитуда колебаний увеличится скачком (вскочит). При переходе через резонанс собственная частота, увеличиваясь, будет уходить от частоты вынуждающей силы, разность между ними будет медленно возрастать, и амплитуда колебаний будет медленно падать, кривая на этом участке станет более пологой. Кривая затягивания асимметрична, но по обе стороны от скачков амплитуды ход ее в ту и другую сторону одинаков.

С описанным выше явлением, свойственным, по-видимому, всем колебательным системам, в которых частота зависит от амплитуды, нам приходилось уже раз сталкиваться в нашей работе о струне [1]. Частота колебаний струны тоже зависит от амплитуды, чем и вызывается такое же явление затягивания, которое мы называли параметрическим затягиванием, так как оно обязано изменению некоторого параметра с амплитудой. В случае струны таким параметром является ее натяжение, в настоящем случае — крутизна лампы.

## СИСТЕМА С ДВУМЯ СТЕПЕНЯМИ СВОБОДЫ

Если в схеме, представленной на рис. 7, параллельно емкости  $C_1$  мы включим самоиндукцию  $L_1$ , обозначенную пунктиром, то сопротивление  $Z$ , находящееся внутри усилителя, окажется тоже колебательной системой, и мы получим связанные между собой обратной связью две колебательные системы.

Легко видеть, что эта обратная связь для каждой из двух колебательных систем является безваттной обратной связью. Притом для всех частот, бóльших собственной частоты одной из колебательных систем, эта система представляет собой емкостное сопротивление, и обратная связь, осуществляемая этим способом, так же, как и в рассматриваемом нами выше случае, увеличивает собственную частоту другой колебательной системы. Для всех частот, меньших собственной частоты одной из колебательных, система представляет собой индуктивное сопротивление, и обратная связь, осуществляемая посредством этого сопротивления, уменьшает собственную частоту другой колебательной системы.

Вся схема окажется колебательной системой с двумя степенями свободы и

будет, как мы ниже увидим, иметь две собственные частоты, даже в том случае, когда обе колебательные системы настроены в резонанс. Составим уравнение Кирхгофа для этой схемы, пренебрегая омическим сопротивлением.

Будем вводить электродвижущую силу в систему, вводя ток  $i$  со стороны самоиндукции  $L$ . Обозначая сопротивление самоиндукции  $L$  через  $Z$ , самоиндукции  $L_2$  через  $Z_2$ , емкость  $C$  через  $Z_C$ , сопротивление системы  $C_1 L_1$  через  $Z_1$ , ток  $i_1$  через самоиндукцию  $L$ , ток  $i_C$  через емкость  $C$ , ток  $i_2$  через самоиндукцию  $L_2$  и ток на выходе усилителя (анодный ток второй лампы) через  $i'$ , мы получим уравнение Кирхгофа в виде

$$i_1 Z + i_C Z_C + i_2 Z_2 = 0,$$

где  $i_1 = i + i_C$ ;  $i_2 = -i' + i_C$ ;  $Z = i\omega L$ ;  $Z_C = \frac{1}{i\omega C}$ ;  $Z_2 = i\omega L_2$  и  $Z_1 = \frac{i\omega L_1}{1 - \omega^2 C_1 L_1}$ , но  $i'$  — ток на выходе усилителя выражается, как легко сообразить, через ток  $i_1$  формулой  $i' = ZZ_1 S_1 S_2 i_1$ , откуда, выражая  $i_1$  и  $i_2$  через  $i$  и  $i_C$  и подставляя их в уравнение Кирхгофа, получим его после приведения коэффициентов в виде

$$i(Z - ZZ_1 Z_2 S_1 S_2) + i_C(Z + Z_2 - ZZ_1 Z_2 S_1 S_2 + Z_2) = 0.$$

Подставляя в это уравнение значения  $Z_1 Z_C Z_2$  и  $Z_1$ , получим уравнение Кирхгофа в виде

$$i \left( i\omega L + i \frac{\omega^3 LL_1 S_1 S_2}{1 - \omega^2 C_1 L_1} \right) + i_C \left( i\omega L + \frac{1}{i\omega C} + \right. \\ \left. + i \frac{\omega^3 LL_1 L_2 S_1 S_2}{1 - \omega^2 C_1 L_1} + i\omega L_2 \right) = 0.$$

Деля все члены уравнения на  $i\omega$ , получим уравнение Кирхгофа окончательно в виде

$$i \left( L + \frac{\omega^2 LL_1 L_2 S_1 S_2}{1 - \omega^2 C_1 L_1} \right) + i_C \left( L - \frac{1}{\omega^2 C} + \frac{\omega^2 LL_1 L_2 S_1 S_2}{1 - \omega^2 C_1 L_1} + L_2 \right) = 0,$$

откуда

$$i_C = \frac{-i \left( L + \frac{\omega^2 LL_1 L_2 S_1 S_2}{1 - \omega^2 C_1 L_1} \right)}{L - \frac{1}{\omega^2 C} + \frac{\omega^2 LL_1 L_2 S_1 S_2}{1 - \omega^2 C_1 L_1} + L_2}.$$

Резонанс (в случае пренебрежения омическим сопротивлением) наступит тогда, когда ток  $i_C$  в системе возрастет до бесконечности. Это будет при равенстве нулю знаменателя выражения для  $i_C$ . Таким образом, условие резонанса в системе напишется после некоторого преобразования в виде

$$\frac{LL_1 L_2 S_1 S_2}{1 - \omega^2 C_1 L_2} \omega^4 + (L + L_2) \omega^2 - \frac{1}{C} = 0.$$

Решая это биквадратное уравнение, получаем выражение для квадратов собственной частоты системы в виде

$$\omega^2 = \frac{-[(L + L_2)C + C_1 L_1] \pm \sqrt{[(L + L_2)C + C_1 L_1]^2 + \rightarrow}}{2CL_1 [LL_2 S_1 S_2 - C_1 (L + L_2)]} \\ \rightarrow \frac{+ 4CL_1 [LL_2 S_1 S_2 - C_1 (L + L_2)]}{2CL_1 [LL_2 S_1 S_2 - C_1 (L + L_2)]}.$$

Исследуем полученное решение.

Обозначая:

$$[(L + L_2)C + C_1 L_1] = A; \quad LL_2 S_1 S_2 - C_1 (L + L_2) = B; \\ 2CL_1 = C,$$

получим

$$\omega^2 = \frac{-A \pm \sqrt{A^2 + 2CB}}{CB}.$$

Подкоренное выражение представляет собой величину существенно положительную. В этом легко убедиться после некоторого его преобразования:

$$\begin{aligned} A^2 + 2CB &= [(L + L_2)C + C_1L_1]^2 + 4CL_1[LL_2S_1S_2 - C_1(L + L_2)] = \\ &= [(L + L_2) - C_1L_1]^2 + 4CL_1LL_2S_1S_2 > 0. \end{aligned}$$

Итак,  $A^2 + 2CB > 0$ , откуда

$$B > -\frac{A^2}{C}.$$

$B$  может быть и отрицательно, но не меньше, чем  $-\frac{A^2}{2C}$ .

При небольших крутизнах ламп  $S_1, S_2$   $B < 0$ ;  $\sqrt{A^2 + 2CB} < A$  и решение может иметь два вещественных корня. У нашей схемы будут существовать две собственные частоты. При уменьшении крутизны ламп  $S_1, S_2$  до нуля  $B$  стремится к величине  $-C_1(L + L_2)$ .

Определим собственные частоты схемы, для чего преобразуем подкоренное выражение, приведя его к полному квадрату:

$$A^2 + 2BC = [(L + L_2)C + C_1L_1]^2 - 4CL_1C_1(L + L_2) = [(L + L_2)C - C_1L_1]^2.$$

Собственные частоты схемы выразятся в следующем виде:

$$\begin{aligned} \omega^2 &= \frac{-[(L + L_2)C + C_1L_1] \pm [(L + L_2)C - C_1L_1]}{2CL_1C_1(L + L_2)}; \\ \omega_1^2 &= \frac{-2C_1L_1}{-2CL_1C_1(L + L_2)} = \frac{1}{C(L + L_2)}; \quad \omega_1 = \sqrt{\frac{1}{C(L + L_2)}}; \\ \omega_2^2 &= \frac{-2(L + L_2)C}{-2CL_1C_1(L + L_2)} = \frac{1}{L_1C_1}; \quad \omega_2 = \sqrt{\frac{1}{L_1C_1}}, \end{aligned}$$

но

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{1}{C(L + L_2)}}$$

представляет собой собственную частоту колебательной системы, составленной из самоиндукций  $L$  и  $L_2$  и емкости  $C$ , которую можно назвать внешней согласно ее положению в нашей схеме;

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{1}{L_1C_1}}$$

представляет собой собственную частоту колебательной системы, составленную из самоиндукции  $L_1$  и емкости  $C_1$ , которую можно назвать внутренней согласно ее положению в нашей схеме. Таким образом, при небольших крутизнах ламп, когда  $B < 0$ , в системе существуют две частоты, одна из которых стремится при крутизнах, равных нулю, к собственной частоте внутренней колебательной системы, вторая — к собственной частоте внешней колебательной системы.

Из выражения для квадрата частоты системы легко видеть, что при увеличении крутизны  $S_1, S_2$  меньшая из этих частот будет уменьшаться, большая — увеличиваться.

Из выражения для квадрата частот также видно, что и при настроенных системах будут существовать две собственные частоты — одна большая, дру-

гая меньшая, расходящиеся с увеличением крутизны и сходящиеся в одну частоту при крутизнах, равных нулю. В этом случае нельзя будет вообще говорить о том, какая из частот соответствует отдельным колебательным системам, входящим в нашу схему.

Да и при расстроенных системах обе системы, и внутренняя и внешняя, по существу, совершенно равноправны в своем положении в нашей схеме. Только роли ламп по отношению к внутренней и внешней системам меняются своими местами. Большая и меньшая собственные частоты схемы, как мы видели, стремятся к той или другой собственной частоте отдельных систем, составляющих схему, в зависимости от того, какая из этих частот (внешней или внутренней системы) больше или меньше, независимо от того, какая из них внутренняя, а какая внешняя.

При увеличении крутизны ламп величина  $B$  будет расти и, наконец, при крутизнах ламп, удовлетворяющих соотношению  $LL_2S_1S_2=C_1(L+L_2)$ , станет равной нулю. В этом случае большая из собственных частот системы будет стремиться к бесконечности, меньшая из собственных частот будет равна

$$\sqrt{\frac{1}{A}},$$

где  $A=(L+L_2)C+L_1C_1$ .

При дальнейшем увеличении крутизны ламп  $B$  станет больше нуля, и наше решение будет иметь уже всего один вещественный корень. У системы будет существовать одна частота

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{-A + \sqrt{A^2 + CB}}{BC}},$$

стремящаяся к нулю при крутизнах ламп, стремящихся к бесконечности.

Эксперимент производился в том же порядке, в той же установке и с теми же лампами, что и эксперимент для случая колебательной системы с одной степенью свободы.

Величина самоиндукций  $L$  и  $L_2$  была та же, т. е.

$$L = 4,6 \cdot 10^{-5} \text{ гн}, \quad L_2 = 63,4 \cdot 10^{-5} \text{ гн},$$

самоиндукция  $L_1$  (обозначенная на рис. 7 пунктиром) была равна  $195 \cdot 10^{-5} \text{ гн}$ . В качестве емкости  $C_1$  использовались внутриэлектродные емкости анод—нить первой лампы и сетка—нить второй лампы и собственная емкость катушки самоиндукции  $L_1$ . Собственная волна внутренней колебательной системы, составленной таким образом, оказалась равной 617 м, откуда вычисленная емкость  $C_1$  оказалась равной  $54 \cdot 10^{-12} \text{ ф}$ , крутизна второй лампы  $S_2$  была равна

$$727 \cdot 10^{-6} \frac{a}{v}.$$

Крутизна первой лампы  $S_1$  изменялась сеточным смещением от 0 до

$$900 \cdot 10^{-6} \frac{a}{v}.$$

Эксперимент производился при различных настройках внешней колебательной системы и неизменной настройке внутренней колебательной системы, т. е. при различных емкостях  $C$ .

На рис. 11 представлена экспериментальная кривая зависимости собственных частот системы от крутизны первой лампы при настроенных системах. Там же крестиками нанесены теоретически вычисленные точки.

Как и следовало из теории, мы получили две собственные частоты, расходящиеся при увеличении крутизны и сходящиеся к собственной частоте настроенных систем при крутизне, равной нулю.

Расхождение верхней ветки кривой от теоретически вычисленной при отсутствии такого расхождения для нижней ветви легко объясняется теми же причинами, что и расхождение экспериментальной прямой от теоретически вычисленной в случае системы с одной степенью свободы. Для этого достаточно

взглянуть на одну из резонансных зависимостей нашей схемы, представленную на рис. 13. Амплитуда меньшей собственной частоты, соответствующая более длинной волне, т. е. верхней ветви нашей кривой, гораздо больше амплитуды большей собственной частоты, соответствующей нижней ветви нашей кривой<sup>1)</sup>. Так как при этом эксперименте мы так же, как и при эксперименте с системой, обладающей одной степенью свободы, работали на криволинейной части характеристики второй лампы и с гридником на ее сетке, то та нелинейность, о которой мы выше подробно говорили, ввиду больших амплитуд меньшей частоты вызывает большое отклонение верхней кривой от теоретически вычисленной и очень малое отклонение нижней ветви кривой от теоретически вычисленной благодаря небольшим амплитудам большой частоты.

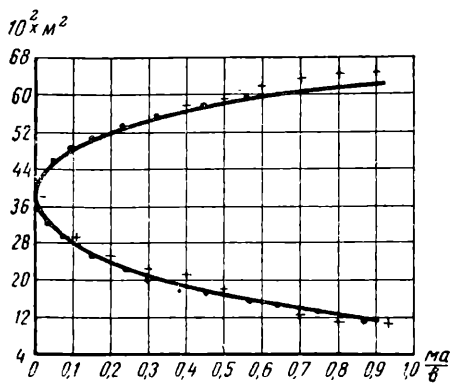


Рис. 11

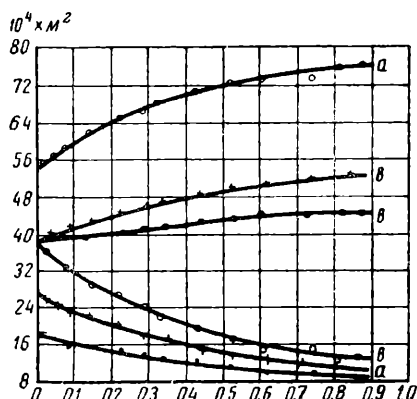


Рис. 12

На рис. 12 представлена экспериментальная зависимость собственных частот схемы от крутизны первой лампы для расстроенных систем. Кривые, проведенные через точки, соответствуют собственной волне внешней системы, равной 427 м, внутренней — 617 м. Кривая, проведенная через крестики, соответствует собственной волне внешней системы, равной 627 м, внутренней — 617 м.

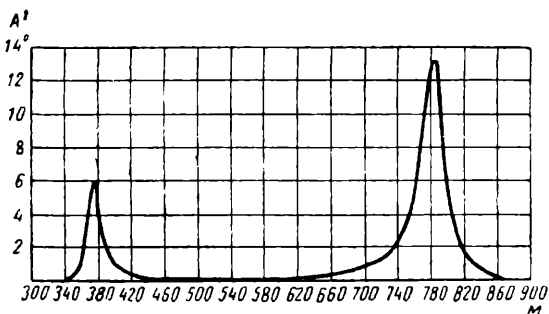


Рис. 13

<sup>1)</sup> Соотношения амплитуд отдельных частот могут быть выведены при учете омических сопротивлений колебательных систем, вносящих ваттную составляющую в обратную связь.

Кривая, проведенная через кружки, соответствует собственной волне внешней системы, равной 727 м, внутренней — 617 м. Как и следовало из теории, мы получили в каждом случае две собственные частоты, расходящиеся при увеличении крутизны и сходящиеся при крутизне, равной нулю, к собственным частотам отдельных систем, составляющих нашу схему; притом большая или меньшая из частот схемы стремится к внутренней волне в зависимости от того, больше или меньше внутренняя волна внешней волны.

И в этом случае можно заметить отклонение отдельных ветвей кривых от теоретически вычисленных (по отклонению оси симметрии этих кривых от горизонтали). Это объясняется теми же причинами, что и в предыдущих случаях.

Обыкновенные связанные системы с двумя степенями свободы, где связь осуществляется без помощи ламп обыкновенной индуктивной или емкостной связью, могут быть, как известно, также рассмотрены с точки зрения внесения безваттной составляющей одной из колебательных систем в другую. Обыкновенные связанные системы обладают так же, как и в рассмотренном нами выше случае, двумя собственными частотами, так называемыми частотами связи, отличающимися от собственных частот каждой системы, симметрично расположенных относительно них и стремящихся к ним при безграничном уменьшении коэффициента связи.

Рассмотренный нами выше случай системы с двумя степенями свободы может быть разбираем с точки зрения связанных систем, у которых коэффициент связи определяется крутизной ламп и может приниматься, в отличие от случая обычных связанных систем, любые значения от 0 до  $\infty$ .

Безваттная обратная связь может быть осуществлена и для электромеханических колебательных систем, как-то: камертонных, кварцевых, магнито-стрикционных и струнных резонаторов. Для этого достаточно, например, в схеме камертонного генератора повернуть фазу усиления усилителя, осуществляющего обратную связь, на  $\frac{\pi}{2}$  указанным выше образом, после чего схема камер-

тонного генератора превратится в схему камертонного резонатора с безваттной обратной связью, т. е. в камертонный резонатор, параметры которого, например эффективная масса его (эквивалентная самоиндукция), а следовательно, и собственная частота, являются функцией крутизны ламп, осуществляющих обратную связь, и могут быть регулируемы, например, сеточным напряжением. То же относится и к кварцевым, и магнито-стрикционным, и другим резонаторам. На вопросе о электромеханических резонаторах с безваттной обратной связью мы остановимся подробно в следующих наших статьях по получении необходимого экспериментального материала.

Из настоящей работы следует ряд важных практических применений. На некоторых из них мы в заключение укажем. Зависимость собственной частоты колебательной системы с безваттной обратной связью от крутизны электронных ламп допускает управление этой частотой с помощью некоторого напряжения, например сеточного напряжения. Это свойство дает нам возможность осуществить с помощью этой системы ряд тех практических применений, которые осуществляются посредством колебательной системы, содержащей самоиндукцию с железом или конденсатор с сегнетовой солью [2], которые (применения), как известно, все основаны, в конце концов, на управлении собственной частотой колебательной системы под влиянием некоторой электродвижущей силы, что в случае самоиндукции с железом достигается подмагничиванием железного сердечника (изменение самоиндукции колебательной системы благодаря изменению магнитной проницаемости), а в случае сегнетовой соли — дополнительной поляризацией (изменение емкости колебательной системы благодаря изменению диэлектрической постоянной). В виде конкретных практических применений можно указать, например, на устройства стабилизатора (автоматического регулятора) электрических колебаний, аналогичного магнитному стабилизатору, но имеющему ряд преимуществ перед последним ввиду возможности получения весьма сильных зависимостей собственной частоты от напряжения при весьма коротких волнах и без потери мощности.

Еще можно указать на метод умножения волны (деление частоты), заключающийся, как известно, в том, что параметр колебательной системы изменяется с частотой вдвое или в другое целое число раз больше собственной частоты колебательной системы, причем в системе возбуждаются колебания собственной частоты системы и происходит, таким образом, деление частоты в целое число раз. Например, подмагничиванием железного сердечника изменяется самоиндукция колебательного контура с частотой, в целое число раз большей собственной частоты контура, причем в контуре возникают электрические колебания собственной частоты контура. Или изменяется натяжение струны с частотой, в целое число раз большей собственной частоты струны, причем возникает колебание струны с собственной частотой (опыт Мельде). В конце концов, безразлично, какой параметр изменяется. Важно изменение собственной частоты, происходящее благодаря изменению этого параметра. В нашей колебательной системе таким параметром является крутизна лампы. Изменяя ее с помощью сеточного напряжения (работая на криволинейной части характеристики лампы) с частотой, в целое число раз большей собственной частоты системы, мы возбуждем в системе колебания с собственной частотой, т. е. получим деление частоты или умножение волны. Возможность регулировки емкости колебательной системы в сторону ее уменьшения и сведение ее к нулю дают возможность бороться с различными паразитными емкостями, играющими столь вредную роль в радиотехнике, и позволяют, кроме того, сделать еще ряд практических применений. Подробнее на практических применениях колебательных систем с безваттной обратной связью мы надеемся остановиться в следующих наших статьях.

## ВЫВОДЫ

В настоящей работе:

1. Произведено обобщение принципа обратной связи.
2. Произведено экспериментально-теоретическое исследование одного из предельных случаев обобщенной обратной связи, названного нами безваттной обратной связью, при котором, в отличие от того, что обычно понимается под обратной связью, и называемого нами ваттной обратной связью, изменяется в широких пределах не затухание, а собственная частота системы.

## Литература

1. Брауде Г. В. «Струна как резонатор и генератор электрических колебаний». Журнал «Прикладная физика», т. VI, вып. 6, 1929 г.
  2. Вологдин В. П. «Некоторые практические применения конденсатора с диэлектриком сегнетовой соли». Журнал «Физика и производство», № 1, 1930 г.
-



**ГИРШ ВУЛЬФОВИЧ БРАУДЕ**

**КОРРЕКЦИЯ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ  
И ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ**

Редактор *М. Н. Носова*

Технический редактор *К. Г. Маркоз*

Корректор *Г. Ф. Кцоева*





Сдано в набор 7/II 1967 г.  
Подписано в печ. 29/IV 1967 г.  
Формат бум. 60×90/16 15,5 печ. л. 15,45 уч.-изд. л.  
Тираж 12 000 экз. Т-06703 Зак. изд. 13398  
Цена 1 руб. 13 коп.  
Издательство «Связь», Москва-центр,  
Чистопрудный бульвар, 2.

Типография из-ва «Связь» Комитета по печати  
при Совете Министров СССР, Москва-центр,  
ул. Кирова, 40. Зак. тип. 49