

Б.Н.Асеев
ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ В РАДИОТЕХНИКЕ

Б.Н.Асеев

**ФАЗОВЫЕ
СООТНОШЕНИЯ
В РАДИОТЕХНИКЕ**

СВЯЗЬИЗДАТ • 1959

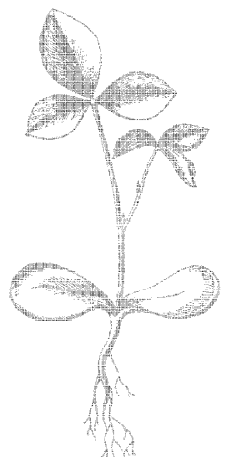
Б. П. АСЕЕВ

ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ В РАДИОТЕХНИКЕ

Третье издание, дополненное



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ЛИТЕРАТУРЫ
ПО ВОПРОСАМ СВЯЗИ И РАДИО
Москва 1959



Scan AAW

Борис Павлович Асеев
Фазовые соотношения в радиотехнике

Техн. редактор *С. Ф. Карбилова* Корректоры *Е. Н. Каплина, Н. С. Ксрнеева*

Сдано в набор 11/II 1959 г.	Подписано в печ. 14/VII 1959 г.
Форм. бум. 60×92/16	19,0 печ. л. 18,96 уч.-изд. л.
T-08508	Тираж 11 000 экз. Зак. изд. 8954 Цена 11 руб. 50 коп.
Связьиздат, Москва-центр, Чистопрудный бульвар, 2.	

Типография Связьиздата, Москва-центр, ул. Кирова, 40. Зак. тип. 81

ОТ АВТОРА

Понятие о фазе и фазовых соотношениях появилось как результат применения и изучения гармонического движения (гармонических колебаний). В радиотехнике фазовые соотношения (характеризующие обычно поведение напряжений и токов в колебательных системах) известны с первых попыток исследования затухающих колебательных процессов.

Однако, несмотря на то, что понятия о фазе и фазовых соотношениях, как об определениях, были известны весьма давно, вопросы воздействия на фазовые соотношения, а также вопросы использования определённых фазовых соотношений нашли своё практическое решение лишь после перехода радиотехники к широкому внедрению незатухающих колебаний. Исключительную роль в использовании возможностей, открываемых определёнными фазовыми соотношениями, сыграла электронная лампа.

В вопросы изучения и практического применения фазовых соотношений для решения конкретных задач радиотехники советские учёные внесли много нового и оригинального. При этом следует отметить, что ряд крупнейших исследований в этом направлении намного опередил открытия зарубежных специалистов.

Из числа советских учёных, плодотворно работавших в области использования фазовых соотношений, следует в первую очередь упомянуть М. А. Бонч-Бруевича, который дал теорию отдельного излучения частот радиовещательной станции, предложил способ фазирования сложных коротковолновых антенн и провёл ряд других исследований. Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси разработали радиоинтерференционный метод измерения расстояний с высоким классом точности. А. А. Пистолькорс предложил ряд оригинальных методов однократной и многократной фазовой телеграфии. А. И. Берг, Ю. Б. Кобзарев и В. И. Сифоров решили ряд сложных задач, относящихся к теории самовозбуждающихся ламповых генераторов, к теории генераторов типа РС и пр.

При исследовании того или иного явления в первую очередь стремятся установить возможность количественной оценки изучаемого процесса, т. е. разработать схемы и методику измерений. Отыскав методы и практические схемы измерения, исследователь получает возможность изучать и количественно оценивать способы воздействия на исследуемый процесс и управления этим процессом. Наконец, когда эти два предварительных этапа оказываются завершёнными, появляется достаточная база для пе-

рехода к заключительному этапу — изучению путей использования исследуемого явления для решения практических задач.

Разумеется, не всегда исследовательская работа развивается по приведённой выше схеме; весьма часто отдельные этапы развиваются параллельно; иногда какой-либо из последующих этапов (обычно этап практического использования) опережает предшествующие этапы исследования. Вопрос о фазовых соотношениях в радиотехнике развивался по сложному и извилистому пути, не отвечающему приведённой выше схеме. Однако в целях достижения логической стройности и последовательности материал данной работы изложен в соответствии с указанной схемой.

Первая глава книги посвящена рассмотрению возможных и наиболее употребительных методов измерения фазовых сдвигов (фазовых соотношений). Вторая глава излагает способы воздействия на величину фазового сдвига (изменение величины фазового сдвига). Следующие две главы (третья и четвёртая) показывают возможности, которые открывают определённые фазовые соотношения при решении ряда практических задач, относящихся к области генерирования и модуляции колебаний. Наконец, последняя (пятая) глава касается роли фазовых соотношений в работе некоторых радиотехнических схем и устройств.

Цель данной работы — показать роль и значение фазовых соотношений в современной радиотехнике, а также проиллюстрировать на конкретных примерах перспективы, которые открываются надлежащим выбором и установкой фазовых соотношений.

При изложении материала автор исходил из предположения, что читатель знаком с курсом «Основы радиотехники»; тем не менее в тех случаях, когда определённые положения или соотношения не доказываются, а постулируются, в сносках указана литература, в которой может быть найдено изложение материала, относящегося к данному вопросу, а также необходимые доказательства.

Третье издание книги несколько дополнено по сравнению со вторым. Дополнения внесены во все главы книги, причём в наибольшей степени это коснулось её четвёртой и пятой глав. Так, четвёртая глава дополнена специальным приложением, посвящённым фазовым соотношениям в ламповом генераторе независимого возбуждения; здесь основное внимание обращено на работу лампового генератора в перенапряжённом режиме при комплексной нагрузке в его анодной цепи. Пятая глава дополнена описанием некоторых схем компенсации.

Замечания и пожелания по данной книге следует направлять в адрес Связьиздата (Москва-центр, Чистопрудный бульвар, 2).

Б. П. Асеев

ВВЕДЕНИЕ

Обращаясь к рассмотрению вопроса о роли фазы в радиотехнике, естественно в первую очередь определить само понятие фазы. Фаза характеризует состояние гармонического колебания в данный момент времени. Математически фаза может быть определена как аргумент косинусоидальной или синусоидальной функции. Таким образом, в выражении гармонического движения

$$y = A \cos(\omega t + \psi) \quad (0.1)$$

— аргумент косинусоидальной функции, а именно $(\omega t + \psi)$, является фазой.

Такое определение фазы, между прочим, обладает тем преимуществом, что позволяет вводить понятие о сдвиге фаз колебаний с различными частотами. В самом деле, в выражении (0.1) фаза является линейной функцией времени

$$\varphi = \psi + \omega t,$$

а следовательно, и сдвиг фаз между колебаниями с частотами ω_1 и ω_2 также будет линейной функцией времени.

Действительно, обозначая фазы для гармонических колебаний с частотами ω_1 и ω_2 через φ_1 и φ_2 соответственно, получаем:

$$\varphi_1 = \psi_1 + \omega_1 t \text{ и } \varphi_2 = \psi_2 + \omega_2 t,$$

откуда следует, что

$$\varphi_1 - \varphi_2 = (\psi_1 - \psi_2) + (\omega_1 - \omega_2)t, \quad (0.2)$$

т. е. сдвиг фаз является линейной функцией времени.

Наибольший практический интерес представляет исследование фазовых сдвигов гармонических колебаний, имеющих одинаковые угловые частоты ($\omega_1 = \omega_2$). В этом случае сдвиг фаз является постоянной величиной, равной разности начальных фаз (при $t=0$) рассматриваемых гармонических колебаний.

Действительно, выражение (0.2), при условии, что $\omega_1 = \omega_2$, принимает следующий простой вид:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \psi_1 - \psi_2.$$

Это последнее выражение существенно упрощается, если положить начальную фазу одного из исследуемых гармонических колебаний равной нулю. Таким образом, если мы интересуемся сдвигом фаз между гармоническими колебаниями:

$$y_1 = A \cos(\omega t - \psi_1) \quad \text{и} \quad y_2 = B \cos(\omega t - \psi_2),$$

то при условии $\psi_1 = 0$ этот сдвиг будет равен

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \omega t - \omega t + \psi_2 = \psi_2.$$

Обозначив ψ_2 через φ , получаем обычные выражения для двух гармонических колебаний с частотой ω , обладающих сдвигом фаз, равным φ :

$$y_1 = A \cos \omega t \quad \text{и} \quad y_2 = B \cos(\omega t - \varphi).$$

Весьма наглядно можно показать фазовый сдвиг φ на векторной диаграмме (рис. 0.1а). Написанные выше гармонические

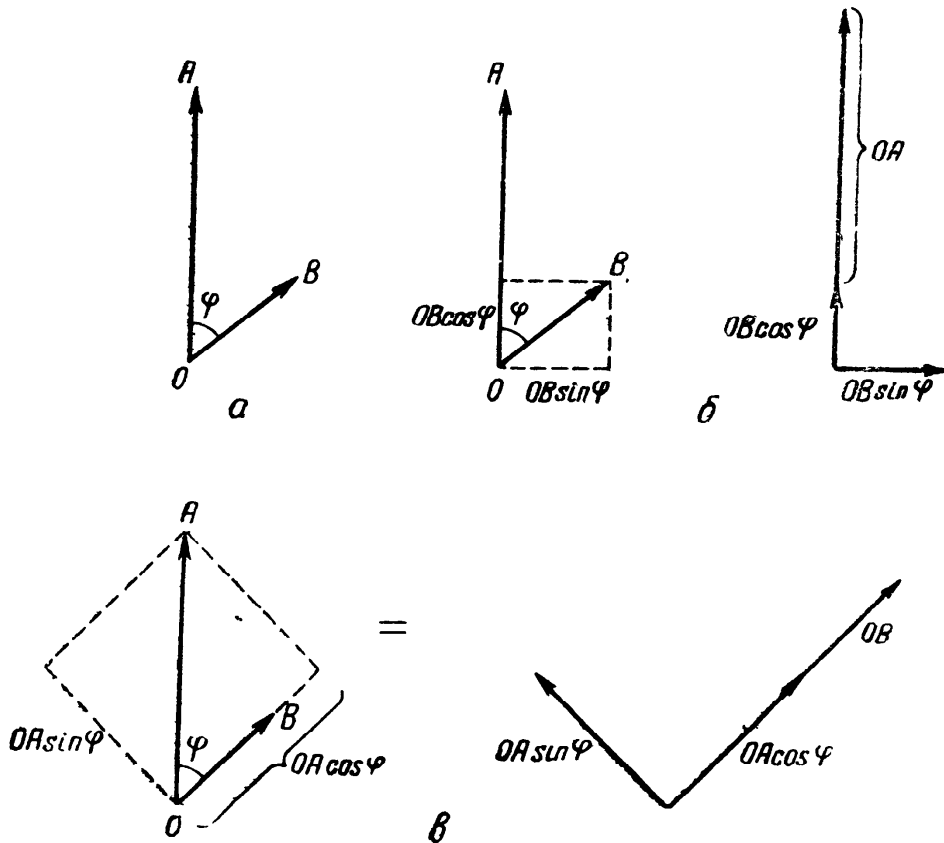


Рис. 0.1

колебания могут быть представлены двумя неподвижными векторами OA и OB (так как частоты этих колебаний одинаковы), расположенными один по отношению к другому под углом φ .

Весьма часто бывает необходимо для удобства анализа заменить два вектора, сдвинутых по фазе на угол φ , двумя векторами, из которых один должен совпадать с одним из векторов OA или OB , а другой — быть ему перпендикулярным. Взяв за основу для определённости вектор OA , разлагаем вектор OB на два слагаемых — вектор, совпадающий с вектором OA , и вектор, перпендикулярный вектору OA . Из рис. 0.16 следует, что первый вектор равен $OB \cos \varphi$, а второй $OB \sin \varphi$.

Итак, систему векторов рис. 0.1а можно заменить системой взаимно-перпендикулярных векторов $OA + OB \cos \varphi$ и $OB \sin \varphi$ (рис. 0.1б). Разумеется, система векторов рис. 0.1а может быть, если это удобнее для рассмотрения, заменена системой взаимно-перпендикулярных векторов рис. 0.1в. Этот рисунок отличается от рис. 0.1б только тем, что за основной вектор взят вектор OB , а вектор OA разложен на два слагаемых $OA \cos \varphi$ и $OA \sin \varphi$.

Установив, таким образом, понятие о фазе, и, особенно, о сдвиге фаз, перейдём к рассмотрению дальнейших вопросов. Здесь в первую очередь будут рассмотрены вопросы, относящиеся к измерению и изменению фазового сдвига, а затем в последующих разделах будут проиллюстрированы значение и возможности, которые открывают фазовые соотношения и фазовые преобразования в ряде прикладных вопросов радиотехники ¹⁾.

¹⁾ Приведём для сведения определение фазы, данное во втором издании Большой Советской Энциклопедии (т. 44, стр. 493). «ФАЗА—1) Величина, функцией к-рой является состояние колебательного процесса в каждый момент времени, измеряемая в долях периода, а для синусоидальных величин — в дуговых и угловых единицах... В уравнении гармонич. колебательного движения $s = A \sin(\omega t + \varphi_0)$ величина $(\omega t + \varphi_0)$ называется Φ колебания; постоянная φ_0 называется начальной Φ колебания и характеризует колеблющуюся величину в начальный момент времени, т. е. при $t=0$ ».

Это определение полностью совпадает с помещённым в начале «Введения» определением понятия фазы, написанным автором для первого издания этой книги (1951 г.).

Глава 1

ИЗМЕРЕНИЕ СДВИГА ФАЗ

§ 1. 1. Осциллографический метод

Наиболее простым и вместе с тем весьма наглядным способом измерения сдвига фаз является метод осциллографирования напряжений или токов, между которыми желательно определить фазовый сдвиг. Получив на экране осциллографа изображение кривых изменения интересующих напряжений или токов, зарисовывают на кальку или фотографируют полученное изображение.

Располагая осциллограммой рис. 1.1, нетрудно найти искомую величину сдвига фаз. В самом деле, из рис. 1.1 следует, что фазовый сдвиг определяется отрезком AB . Помня, что целый период (отрезок AC) соответствует повороту вектора тока или напряжения на 360° , получаем следующее очевидное соотношение:

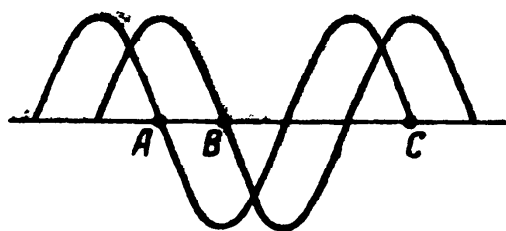


Рис. 1.1

$$\frac{\varphi^\circ}{360^\circ} = \frac{AB}{AC}.$$

Отсюда искомое значение фазового сдвига в градусах равно

$$\varphi^\circ = \frac{AB}{AC} \cdot 360^\circ. \quad (1.1)$$

Измерив по осциллограмме величины отрезков AB и AC (в одинаковом масштабе), определяем по ф-ле (1.1) фазовый сдвиг φ . В том случае, когда исследуются, скажем, фазовые соотношения между напряжением и током, питающим некоторое комплексное сопротивление, полученное значение φ позволяет определить все составляющие исследуемой комплексной нагрузки.

В том же случае, когда сравниваются фазы напряжений на входе и выходе какого-либо устройства (усилителя, фильтра, линии и т. п.), которое для общности рассуждения может быть на-

звано четырёхполюсником, целесообразно вводить понятие о «времени пробега» сигнала через данный четырёхполюсник.

Осциллографируя напряжения на входе и выходе четырёхполюсника, получаем осциллограмму, аналогичную рис. 1.1. Из этого рисунка, подобно изложенному выше, можно найти фазовый сдвиг φ между напряжениями на входе и выходе четырёхполюсника [ф-ла (1.1)].

Если по абсциссе осциллограммы рис. 1.1 вместо угловых единиц отложить время t , то отрезок AC будет равен одному периоду T изменения исследуемых напряжений, а отрезок AB — «времени пробега» t_n .

Отсюда следует, что

$$\frac{t_n}{T} = \frac{AB}{AC}$$

или окончательно

$$t_n = \frac{AB}{AC} T.$$

Принимая во внимание, что

$$T = \frac{1}{f},$$

где f — частота исследуемого переменного напряжения или тока, получаем ещё одно выражение для t_n :

$$t_n = \frac{AB}{AC} \cdot \frac{1}{f}. \quad (1.2)$$

Наконец, помножив обе части последней формулы на 10^3 , получаем «время пробега» t_n в миллисекундах, а частоту f — в килогерцах:

$$t_n \text{ (мсек)} = \frac{AB}{AC} \cdot \frac{1}{f \text{ (кГц)}}. \quad (1.3)$$

Осциллограммы, позволяющие определить фазовый сдвиг φ или «время пробега» t_n (рис. 1.1), снимаются при помощи осциллографа. В том случае, когда источник переменного тока, питающий исследуемую цепь, обладает достаточной мощностью (малым внутренним сопротивлением) и развивает относительно низкую (звуковую) частоту, при снятии необходимых для вычислений осциллограмм с успехом применяется электромагнитный (так называемый шлейфный) осциллограф. При осциллографировании используются два шлейфа надлежащей чувствительности. К шлейфам подводятся исследуемые напряжения или токи. Световые пучки, отбрасываемые зеркальцами шлейфов, дают на матовом стекле экрана осциллографа кривые исследуемых на-

пряжений или токов. Такого типа осциллографы обычно снабжаются устройством для записи исследуемых кривых на фотобумагу.

На рис. 1.2 приведён образец осциллограммы, снятой электромагнитным осциллографом. Пользуясь ф-лой (1.1), вычислим

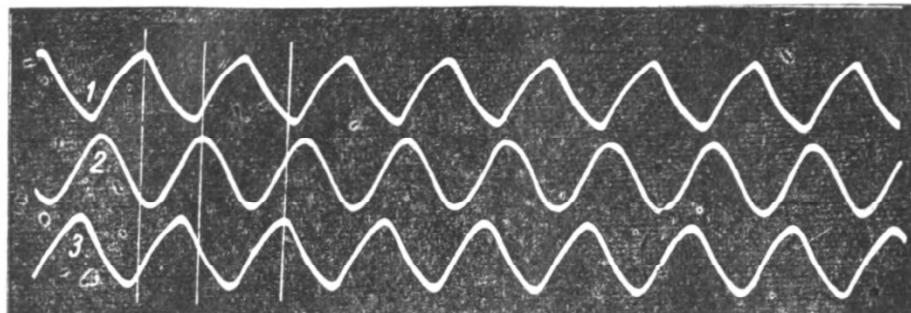


Рис. 1.2

фазовые сдвиги между переменными напряжениями, показанными на кривых 1 и 2 ($-\varphi_{12}$), и между напряжениями, записанными на кривых 2 и 3 ($-\varphi_{23}$). Измеряя длину необходимых для вычисления отрезков, находим интересующие нас величины $\varphi_{12} \approx 208^\circ$ и $\varphi_{23} \approx 300^\circ$.

При исследовании фазовых сдвигов в радиотехнических (особенно радиоприёмных) схемах и установках от применения электромагнитного осциллографа, в силу его малой чувствительности, инерционности и малого входного сопротивления, приходится отказываться и прибегать к помощи электронно-лучевого осциллографа. Этот последний свободен от отмеченных выше недостатков электромагнитного осциллографа. Однако при пользовании электронно-лучевым осциллографом трудно одновременно проектировать несколько (две, а тем более три) кривых исследуемых напряжений на экран электронно-лучевой трубки, и, кроме того, возникают затруднения при фотографировании осциллограммы.

Фиксацию исследуемых кривых, в этом случае обычно производят карандашом на прозрачную кальку, прикладываемую к экрану электронно-лучевой трубки осциллографа; реже производится фотографирование изображений, получаемых на экране трубки, при помощи специальной фотокамеры.

Для одновременного наблюдения на экране трубки двух или трёх кривых исследуемых напряжений или токов (точнее величин, пропорциональных току) в электронно-лучевом осциллографе либо применяют специальную трубку, либо добавляют к обычному электронно-лучевому осциллографу так называемый электронный переключатель.

В специальных трубках, предназначенных для так называемого двухлучевого осциллографа (для одновременного проектирования на экране двух кривых), особым расположением элект-

родов внутри трубки достигают расщепления электронного пучка, создаваемого электронной пушкой, на два луча. На эти два луча воздействует одновременно напряжение генератора пилообразного напряжения. Это обеспечивает синхронное и синфазное перемещение обоих лучей в горизонтальной плоскости. Отклонение лучей в вертикальной плоскости происходит независимо одно от другого и всецело определяется исследуемыми напряжениями, приложенными к группе электродов, отклоняющих лучи в вертикальной плоскости. Такая конструкция электронно-лучевой трубки обеспечивает одновременное проектирование на экран двух кривых исследуемых напряжений с одинаковыми масштабами линий горизонтальной развёртки.

На рис. 1.3 показана фотография экрана двухлучевой трубки, на котором развёрнуты кривые напряжений на входе и выходе некоторого четырёхполюсника. Производя необходимые измерения длин отрезков, а также вычисления по ф-лам (1.1) и (1.3), получаем фазовый сдвиг равным $\varphi = 49^\circ$ и «время пробега» при учёте, что частота развёртываемого напряжения равна 200 гц, $t_n = 0,68$ мсек.

Поскольку двухлучевая трубка является довольно сложным и дорогим устройством, представляют интерес методы одновременного развёртывания двух и более кривых на экране трубки обычного электронно-лучевого осциллографа.

Рассмотрим один из возможных методов одновременного проектирования двух напряжений на экране трубки. Сущность метода сводится к своего рода временной избирательности: на электронный пучок в обычной электронно-лучевой трубке имеют возможность воздействовать оба исследуемых напряжения. Специальное устройство (электронный переключатель) поочерёдно подаёт исследуемые напряжения на вертикальные отклоняющие пластины осциллографа. Вследствие этого кривые на экране трубки имеют характер пунктирных линий (благодаря поочерёдному воздействию исследуемых напряжений чёрточки одной кривой соответствуют интервалам на другой кривой). Однако, поскольку переключение происходит со значительной скоростью (генератор, питающий электронный переключатель, имеет частоту порядка 10 000 и более герц), проектируемые кривые воспринимаются глазом как сплошные (рис. 1.4).

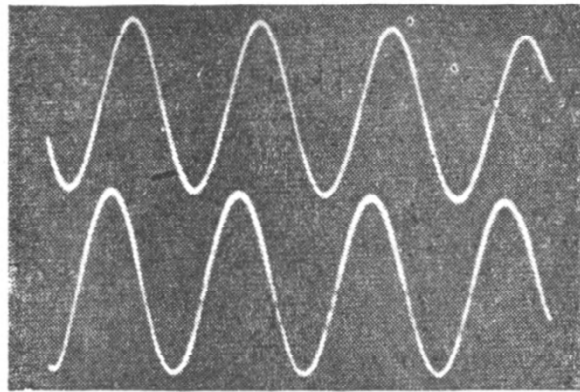


Рис. 1.3

Приведём некоторые данные, относящиеся к электронному переключателю. Собственно электронным переключателем является двухламповая схема рис. 1.5. Как видно из этого рисунка, в схеме используются два тетрода, имеющих общее нагрузочное сопротивление R . На управляющие сетки тетродов поступают исследуемые напряжения U_1 и U_2 . На экранирующие сетки поступают прямоугольные импульсы вспомогательного (переключающего) положительного напряжения; эти импульсы могут быть получены от мультивибратора $MВ$, рассчитанного на заданную частоту переключений.

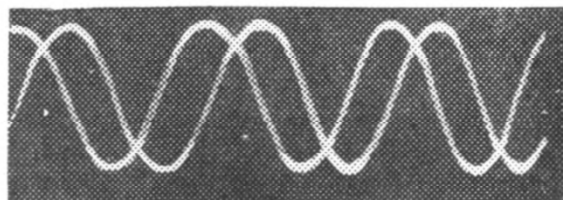


Рис. 1.4

Импульсы переключающего напряжения поступают на экранирующие сетки ламп переключателя в противофазе, что приводит при надлежащем выборе режима ламп электронного переключателя к поочередному отпиранию ламп на время, равное полупериоду переключающего напряжения. Таким образом, исследуемые напряжения, поступающие на управляющие сетки переключателя, попадают по кусочкам на нагрузочное сопротивление R и далее на вертикальные отклоняющие пластины трубки.

Полезно отметить, что метод проектирования кривых исследуемых напряжений по кусочкам позволяет наблюдать на

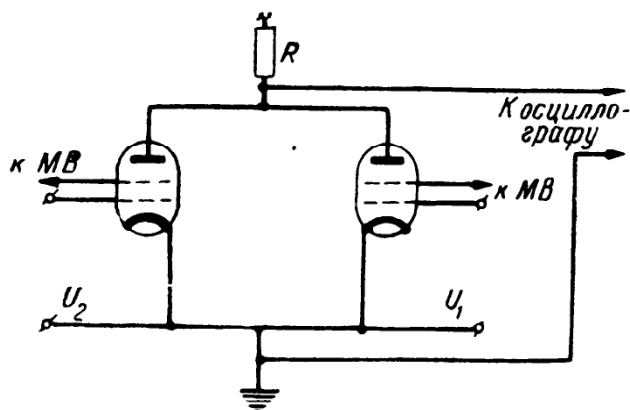


Рис. 1.5

экране не только переменные, но и пульсирующие напряжения. Так, например, на рис. 1.6 показана кривая изменения выпрямленного (пульсирующего) напряжения на нагрузке однополупериодного выпрямителя.

Для исправной работы всей установки в целом (осциллографа и электронного переключателя) необходимо, чтобы

переключающие импульсы имели прямоугольную форму. Это достигается установкой соответствующего режима работы мультивибратора или иного генератора прямоугольных импульсов, заменяющего мультивибратор, и обеспечением надлежащей полосы усилителя вертикальной развёртки осциллографа. При частоте переключающего напряжения, равной 10 000 $гц$, эта полоса должна быть порядка 1 $Мгц$.

Заканчивая этим вопрос об одновременном проектировании нескольких кривых исследуемых напряжений на экране элек-

тронно-лучевой трубки, остановимся на идее одновременного проектирования трёх кривых. Для осуществления этой задачи в качестве генератора переключающего напряжения используется ламповый генератор трёхфазного переменного напряжения требуемой частоты (см. § 4.2). Трёхфазное переменное напряжение можно получить и от обычного (однофазного) лампового генератора, связанного с искусственной линией (см. § 2.4), имеющей от-

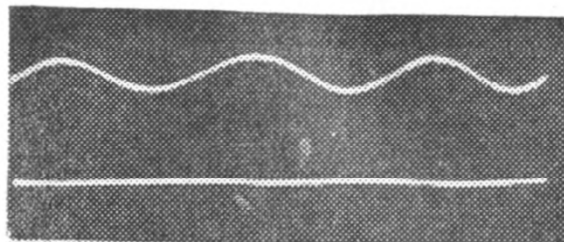


Рис. 1.6

При помощи специальных ламповых схем (в основном ограничителей) трёхфазное переменное напряжение преобразуется в чередующиеся импульсы прямоугольной формы длительностью в одну треть периода каждый. Эти прямоугольные импульсы переключающего напряжения поступают на экранирующие сетки трёх тетродов, образующих схему электронного переключателя; на управляющие сетки этих ламп соответственно поступают три исследуемых напряжения. Три лампы переключателя работают на общее нагрузочное (анодное) сопротивление, на которое, а затем и на экран трубки, переносятся по кусочкам кривые исследуемых напряжений. Трёхфазная схема электронного переключателя существенно сложнее схемы двухфазного переключателя. Вследствие этого, а также и потому, что большинство запросов практики вполне удовлетворяется одновременным наблюдением двух кривых, трёхфазная схема не нашла широкого распространения.

Для одновременного проектирования двух исследуемых кривых переменного напряжения по кусочкам требуется электронный переключатель с частотой переключения, существенно выше частоты развёртываемых переменных напряжений. Так, например, на рис. 1.4 частота переключений равна 10^4 гц, а частота развёртываемых переменных напряжений 200 гц. При этом соотношении каждый период развёртываемого напряжения передаётся $\frac{10^4}{200} = 50$ отдельными кусочками. Столь мелкая мозаика даёт полное впечатление непрерывной кривой на экране трубки осциллографа.

При необходимости одновременного проектирования кривых переменного напряжения более высоких звуковых частот следует применять частоту переключений электронного переключателя ниже частоты переменного напряжения, подлежащего развёртке. Соотношение между частотой развёртываемого напряжения и частотой переключения электронного переключателя, обратное тому, которое имело место при проектировании по кусочкам, объясняется тем, что в данном случае вместо воспроизведения

исследуемых кривых по кусочкам применяется метод проектирования изучаемых кривых порциями.

Различие между этими способами одновременного проектирования кривых исследуемого переменного напряжения заключается в следующем: в первом методе, где частота переключений была значительно выше частоты развёртываемых переменных напряжений, экран трубки осциллографа предоставлялся по очереди то одному, то другому из развёртываемых напряжений для воспроизведения отдельных кусочков исследуемых кривых переменного напряжения. Что же касается второго способа, то здесь, благодаря тому, что частота переключений электронного переключателя

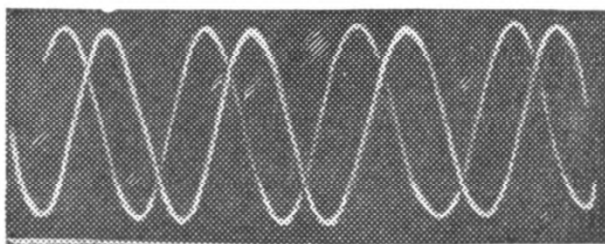


Рис. 1.7

значительно ниже частоты исследуемых переменных напряжений, экран трубки осциллографа хотя также поочередно предоставляется исследуемым переменным напряжениям, но теперь за интервалы времени, предоставляемого электронным переключателем, на

экране трубки имеет возможность отобразиться не кусочек периода проектируемой кривой, а целая порция периодов исследуемой кривой переменного напряжения. Длительность порции (число периодов проектируемой на экране кривой) определяется соотношением частоты развёртываемого переменного напряжения и частоты переключений электронного переключателя. Совершенно очевидно, что для получения устойчивой осциллограммы на экране трубки необходимо синхронизировать частоту переключений электронного переключателя и частоту генератора пилообразного напряжения (частоту развёртки) осциллографа.

На рис. 1.7 показана осциллограмма двух переменных напряжений с частотой 800 гц при частоте переключений электронного переключателя, равной 200 гц.

§ 1.2. Метод интерференционных фигур

Сущность этого метода сводится к следующему: напряжения, между которыми необходимо определить фазовый сдвиг, подаются на взаимно-перпендикулярные пары отклоняющих пластин электронно-лучевой трубки. Под действием этих напряжений светящееся пятно на экране трубки начинает перемещаться и, так как это перемещение носит периодический характер, то на экране трубки появляется некоторая фигура (эллипс, окружность, прямая линия), по которой можно судить о фазовом сдвиге между напряжениями, приложенными к отклоняющим пластинам трубки.

Выведем необходимые соотношения, позволяющие выразить траекторию движения световой точки на экране трубки в функ-

ции фазового сдвига между напряжениями, приложенными к отклоняющим пластинам трубки.

Пусть на пару пластин трубки, отклоняющих луч в горизонтальной плоскости, поступает переменное напряжение

$$U_1 \sin \omega t,$$

а на пару пластин, отклоняющих луч в вертикальной плоскости, напряжение

$$U_2 \sin(\omega t + \varphi).$$

Таким образом, фазовый сдвиг между исследуемыми напряжениями, приложенными к отклоняющим электродам трубки, равен φ .

Под действием напряжения $U_1 \sin \omega t$ луч получит отклонение в горизонтальной плоскости, равное

$$x = k_1 U_1 \sin \omega t, \quad (1.4)$$

где k_1 — коэффициент пропорциональности, связывающий отклонение луча с напряжением, приложенным к входным зажимам канала отклоняющих пластин; величина k_1 , очевидно, измеряется в миллиметрах на вольт.

Напряжение $U_2 \sin(\omega t + \varphi)$ вызовет отклонение луча в вертикальной плоскости, равное

$$y = k_2 U_2 \sin(\omega t + \varphi).$$

Это последнее может быть представлено следующим образом:

$$y = k_2 U_2 (\sin \omega t \cdot \cos \varphi + \cos \omega t \cdot \sin \varphi). \quad (1.5)$$

Далее, из уравнения (1.4) следует, что

$$\sin \omega t = \frac{x}{k_1 U_1}. \quad (1.6)$$

Отправляясь от очевидного соотношения

$$\cos \omega t = \sqrt{1 - \sin^2 \omega t}$$

и подставляя в него значение $\sin \omega t$ из ф-лы (1.6), имеем

$$\cos \omega t = \sqrt{1 - \left(\frac{x}{k_1 U_1}\right)^2}.$$

Наконец, подставляя найденные значения $\sin \omega t$ и $\cos \omega t$ в уравнение (1.5), приходим к окончательному выражению для траек-

тории движения световой точки на экране трубки:

$$y = k_2 U_2 \left[\frac{x}{k_1 U_1} \cos \varphi + \sqrt{1 - \left(\frac{x}{k_1 U_1} \right)^2} \sin \varphi \right]. \quad (1.7)$$

Рассмотрим несколько частных случаев. Положим, что фазовый сдвиг равен нулю ($\varphi = 0$); в этом случае $\sin \varphi = 0$; $\cos \varphi = 1$. При этом условии ур-ние (1.7) принимает следующий вид:

$$y = \frac{k_2 U_2}{k_1 U_1} x.$$

Таким образом, при отсутствии сдвига фаз между напряжениями, приложенными к отклоняющим пластинам трубки, траектория движения светящегося пятна на экране представится прямой линией, расположенной под углом α к горизонтальной оси; этот угол, очевидно, равен

$$\alpha = \text{arc tg } \frac{k_2 U_2}{k_1 U_1}.$$

В том случае, когда амплитуды отклонения луча в горизонтальной ($k_1 U_1$) и вертикальной ($k_2 U_2$) плоскостях равны (это достигается регулировкой усиления каналов осциллографа) прямая будет расположена под углом 45° к горизонтальной оси (рис. 1.8a).

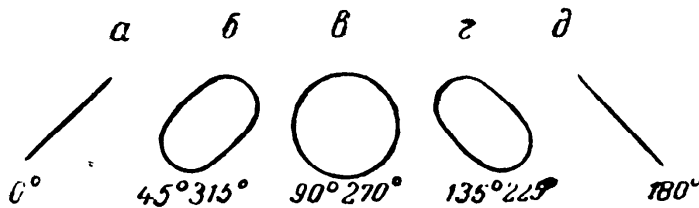


Рис. 1.8

Далее, обратимся к другому частному случаю — фазовому сдвигу, равному 90° . Теперь, очевидно, $\sin \varphi = 1$ и $\cos \varphi = 0$. При этом условии ур-ние (1.7) принимает следующий вид:

$$y = k_2 U_2 \sqrt{1 - \left(\frac{x}{k_1 U_1} \right)^2},$$

или

$$y^2 = k_2^2 U_2^2 \left[1 - \left(\frac{x}{k_1 U_1} \right)^2 \right],$$

или окончательно

$$\left(\frac{y}{k_2 U_2} \right)^2 + \left(\frac{x}{k_1 U_1} \right)^2 = 1.$$

Полученное выражение представляет собой уравнение эллипса. Если установить равенство амплитуд отклонения луча в вертикальной и горизонтальной плоскостях ($k_2 U_2 = k_1 U_1$), что достигается регулировкой каналов осциллографа, то траектория движения светового пятна из эллипса превратится в окружность (рис. 1.8 в).

Наконец, рассмотрим третий частный случай — фазовый сдвиг φ равен 180° . При этом условия $\sin \varphi = 0$, $\cos \varphi = -1$ и уравнение (1.7) принимает следующий вид:

$$y = -\frac{k_2 U_2}{k_1 U_1} x,$$

т. е. траектория движения светового пятна представляет собой прямую линию, но теперь расположенную по отношению к горизонтальной оси под углом $-\alpha$. Угол α так же, как и в первом случае при $k_1 U_1 = k_2 U_2$, равен 45° (рис. 1.8 д).

На рис. 1.8 показан ряд характерных фигур и соответствующие этим фигурам значения фазового угла φ . Из этого рисунка можно усмотреть, что одна и та же фигура соответствует двум значениям угла сдвига фаз φ .

Неопределённость фазового угла φ устраняется следующим образом: изменяют фазу одного из напряжений, поступающих на отклоняющие пластины трубки, на некоторую величину в известную сторону.

Так, например, если электронный луч вычерчивает на экране эллипс, показанный на рис. 1.8 б, то фазовый сдвиг между исследуемыми напряжениями равен либо 45° , либо 315° . Если же имеется возможность изменить фазу одного из напряжений на величину, близкую к 45° , то фигура, проектируемая на экране трубки, должна превратиться либо в окружность, либо в прямую. Если фаза была изменена на угол, близкий к 45° , в сторону опережения и фигура рис. 1.8 б превратилась в рис. 1.8 в, то, очевидно, исследуемые напряжения сдвинуты на 45° .

Для облегчения процесса определения угла сдвига фаз применяют следующее несложное приспособление: на прозрачной целлулоидовой пластинке наносят квадрат с вписанным в него семейством эллипсов (рис. 1.9). При наличии такого приспособления определение фазового сдвига производится следующим образом: а) прикрепляют целлулоидовую пластинку к экрану трубки; б) передвигая светящееся пятно по экрану, помещают его в центре квадрата; в) приключив одно из исследуемых напряжений к пластинам, отклоняющим луч в горизонтальном направлении, регулируют усиление горизонтального канала осциллографа до тех пор, пока получающаяся на экране горизонтальная светящаяся линия не упрётся своими концами в вертикальные стороны

квадрата; г) отключив напряжение от пластин, отклоняющих луч в горизонтальном направлении, приключают второе из исследуемых напряжений к отклоняющим пластинам вертикального направления и регулируют усиление вертикального канала осциллографа до тех пор, пока светящаяся вертикальная линия не упрётся своими концами в горизонтальные стороны квадрата. Этим заканчиваются предварительные регулировки осциллографа.

Закончив описанные выше регулировки, оставляют органы управления усилением каналов осциллографа в установленных положениях и подают оба исследуемых напряжения одновременно на соответствующие отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки.

В результате совместного действия двух исследуемых напряжений светящееся пятно будет перемещаться по траектории, либо совпадающей с каким-либо эллипсом, либо лежащей между двумя соседними эллипсами сетки рис. 1.9. Сопоставляя полученную фигуру с семейством эллипсов на прозрачном целлулоиде, нетрудно составить представление о величине (порядке величины) фазового сдвига между исследуемыми напряжениями.

Помимо описанного приспособления, можно пользоваться нанесённой на прозрачный целлулоид или кальку сеткой, показанной на рис. 1.10. Ознакомимся сначала с процессом определения фазового сдвига при помощи сетки рис. 1.10, а затем изложим теорию этого метода.

Определение фазового сдвига данным методом аналогично определению по методу с сеткой рис. 1.9. Укрепив сетку (рис. 1.10) на экране трубки и расположив световое пятно в центре квадрата сетки, регулируют усиление каналов осциллографа (по очереди) до получения горизонтальной и вертикальной светящихся линий, упирающихся своими концами в вертикальные и горизонтальные стороны квадрата соответственно.

Закончив эти предварительные регулировки, подают оба исследуемых напряжения на отклоняющие пластины горизонтального и вертикального направлений; полученный в результате этого

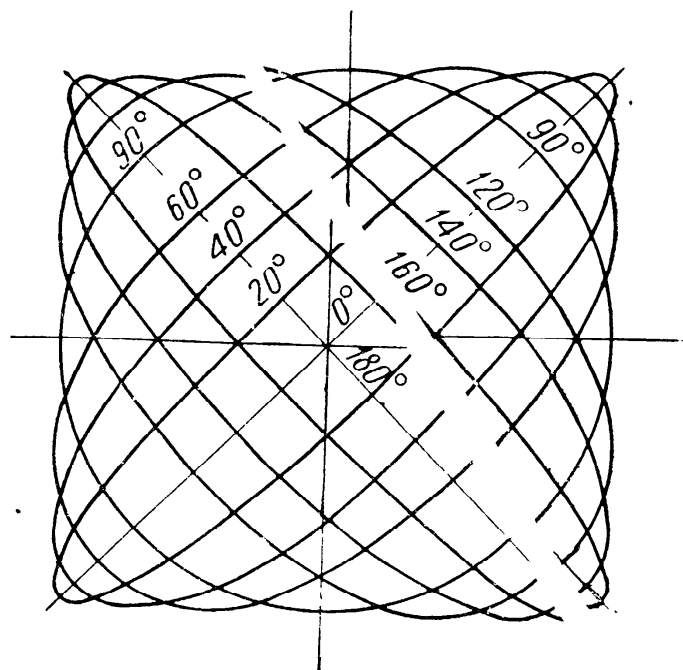


Рис. 1.9

эллипс пересечёт горизонтальную ось сетки в двух точках x_1 и x_2 (рис. 1.11) и вертикальную ось в точках y_1 и y_2 . По лю-

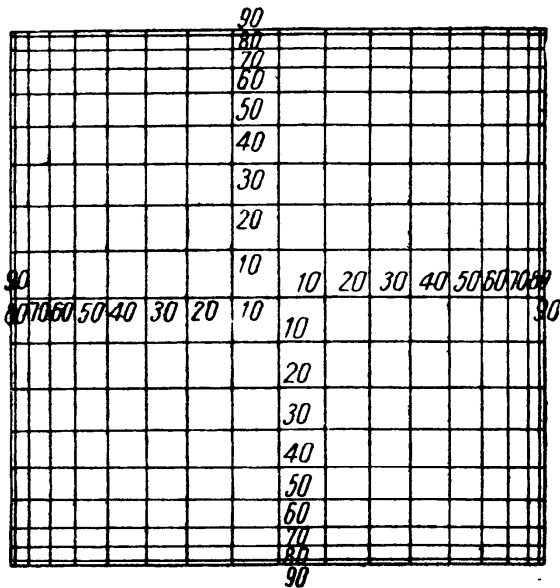


Рис. 1.10

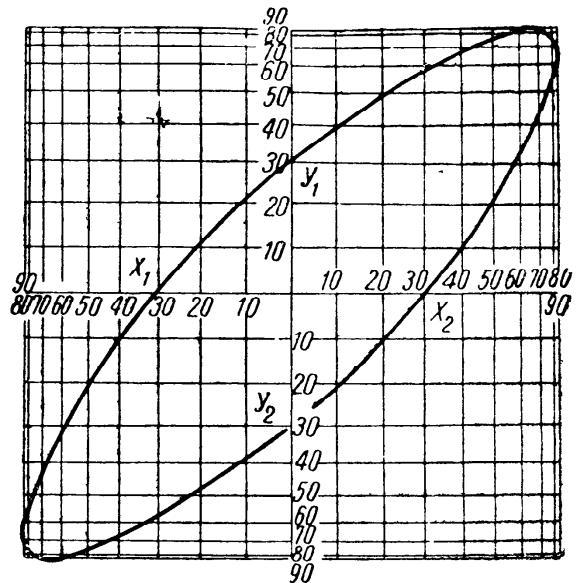


Рис. 1.11

бой из этих точек пересечения определяют искомое значение фазового сдвига φ между исследуемыми напряжениями.

Теперь обратимся к теории данного метода определения фазового сдвига. Отправляясь от известного ур-ния (1.7) для траектории светового пятна на экране осциллографа

$$y = k_2 U_2 \left[\frac{x}{k_1 U_1} \cos \varphi + \sqrt{1 - \left(\frac{x}{k_1 U_1} \right)^2} \sin \varphi \right],$$

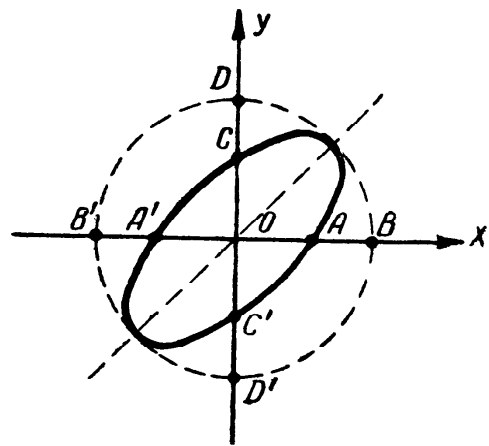


Рис. 1.12

исследуем его для частного случая — точки пересечения траектории с горизонтальной осью (точка A рис. 1.12). В этой точке значение ординаты равно нулю. Обращаясь вновь к ур-нию (1.7), замечаем, что, поскольку $k_2 U_2 \neq 0$, следует положить равным нулю выражение, заключённое в квадратные скобки ур-ния (1.7),

$$\frac{x}{k_1 U_1} \cos \varphi + \sqrt{1 - \left(\frac{x}{k_1 U_1} \right)^2} \sin \varphi = 0.$$

Произведя с полученным выражением очевидные преобразования, имеем

$$\frac{x}{k_1 U_1} = \sin \varphi.$$

Но из рис. 1.12 следует, что значение x равно отрезку OA , а величина $k_1 U_1$ — отрезку OB . Таким образом,

$$\overline{OA} = \overline{OB} \sin \varphi$$

или окончательно

$$\varphi = \arcsin \frac{\overline{OA}}{\overline{OB}}. \quad (1.8)$$

Полученное уравнение позволяет вычислить необходимые точки для нанесения вертикальных линий сетки рис. 1.10. Действительно, поскольку отрезок OB постоянен, то ф-ла (1.8) даёт непосредственную связь фазового угла φ и соответствующего ему отрезка оси абсцисс OA или соответствующей ему точки пересечения оси абсцисс траекторией эллипса (точка A или A' рис. 1.12).

Рассуждая аналогичным образом, нетрудно получить уравнение для нанесения горизонтальных линий сетки. В данном случае исследуем ур-ние (1.7) для точки C (рис. 1.12). В этой точке значение $x=0$ и, следовательно, ур-ние (1.7) принимает следующий вид:

$$y = k_2 U_2 \sin \varphi.$$

Из рис. 1.12 следует, что y равен отрезку OC , а $k_2 U_2$ — отрезку OD . Таким образом,

$$\overline{OC} = \overline{OD} \sin \varphi$$

или окончательно

$$\varphi = \arcsin \frac{\overline{OC}}{\overline{OD}}. \quad (1.9)$$

Сопоставление ф-л (1.8) и (1.9) показывает, что расчёт и нанесение горизонтальных линий сетки рис. 1.10 идентичны с таковыми для вертикальных линий.

Итак, из проделанных рассуждений следует, что при надлежащей регулировке усиления каналов вертикального и горизонтального отклонений осциллографа получающийся на экране трубки эллипс пересекает вертикальную и горизонтальную оси сетки в четырёх точках, из которых любая может быть использована для определения фазового угла φ .

Необходимо отметить, что определение фазового угла при помощи сетки рис. 1.10 даёт большую точность, нежели при поль-

зовании сеткой рис. 1.9. Сетка рис. 1.10 позволяет определять фазовый угол при малых его значениях с точностью не ниже 5° и при больших значениях фазового угла с точностью порядка 10° .

Значительно бóльшую точность обеспечивает измерение фазового сдвига с помощью фазометра. Использование дифференциального и особенно двухканального фазометра позволяет довести точность измерения фазового сдвига до $0,5\text{—}1^\circ$.

§ 1.3. Метод фазометра

Метод фазометра предполагает наличие специального измерительного прибора, который в большинстве случаев показывает непосредственно искомое значение фазового угла. Таким образом, само измерение сводится только к приключению к соответствующим зажимам фазометра исследуемых напряжений, между которыми желательно измерить фазовый сдвиг. Вследствие этого всё последующее изложение данного параграфа посвящено только теории работы различного вида фазометров.

Начнём с рассмотрения теории работы обычного фазометра технического переменного тока. Фазометр данного типа состоит из неподвижной катушки A (рис. 1.13), имеющей небольшое число витков толстого провода или медной ленты. Эта обмотка включается последовательно в цепь, в которой должен быть определён сдвиг фаз. В поле неподвижной катушки находится подвижная система, состоящая из двух расположенных между собой под углом 90° подвижных катушек B и B_1 . Эти последние намотаны из тонкой медной проволоки на общем подвижном каркасе. К каркасу прикреплена стрелка, связанная со шкалой. Подвижные ка-

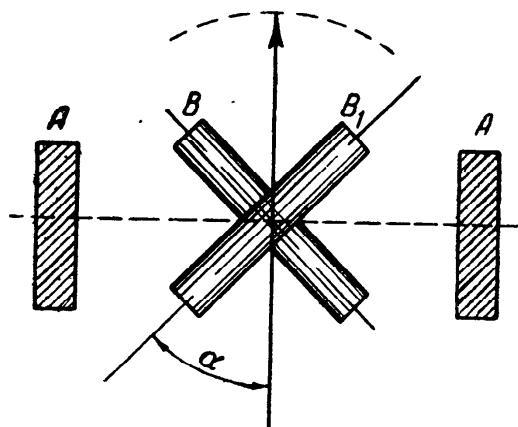


Рис. 1.13

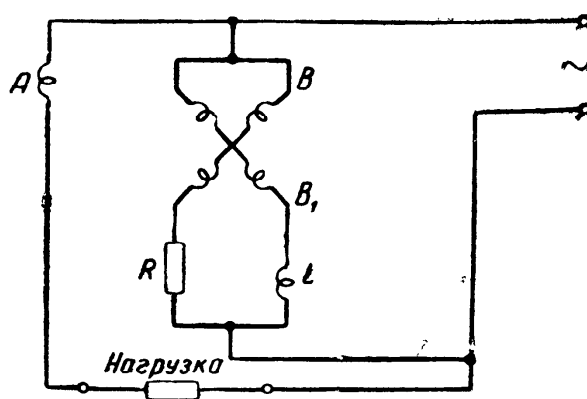


Рис. 1.14

тушки включаются в исследуемую цепь параллельно, причём в качестве добавочного сопротивления последовательно с одной подвижной катушкой включено активное сопротивление R (рис. 1.14), а последовательно со второй — реактивное. В качестве реактив-

ного сопротивления может быть включена либо катушка индуктивности L (рис. 1.14), либо конденсатор.

При надлежащей величине реактивного сопротивления можно считать, что ток в одной из подвижных катушек находится в фазе с питающим цепь напряжением, тогда как в другой — сдвинут по отношению к питающему напряжению на угол 90° .

Перейдём к выводу необходимых соотношений, поясняющих работу фазометра. Положим, что ток в исследуемой цепи сдвинут по отношению к питающему её напряжению на угол φ

$$i = I \sin (\omega t - \varphi). \quad (1.10)$$

В этом случае ток в одной из подвижных катушек, последовательно с которой включено активное сопротивление, может быть представлен следующим выражением:

$$i_1 = I_1 \sin \omega t, \quad (1.11)$$

а ток во второй подвижной катушке, последовательно с которой включено реактивное сопротивление, соответственно

$$i_2 = I_2 \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) = I_2 \cos \omega t. \quad (1.12)$$

Момент электродинамической пары (подвижной и неподвижной катушек), как это следует из теории электродинамометра, пропорционален произведению токов в катушках на синус угла, образованного плоскостями этих катушек,

$$M = k i_1 i_2 \sin \alpha. \quad (1.13)$$

Таким образом, момент электродинамической пары, образованной неподвижной катушкой и первой подвижной катушкой согласно ф-лам (1.10), (1.11) и (1.13) равен

$$M_1 = k_1 I \sin (\omega t - \varphi) \cdot I_1 \sin \omega t \cdot \sin \alpha$$

или, иначе,

$$M_1 = k_1 I I_1 (\sin \omega t \cdot \cos \varphi - \cos \omega t \cdot \sin \varphi) \sin \omega t \cdot \sin \alpha.$$

После очевидных тригонометрических преобразований имеем

$$M_1 = k_1 I I_1 \left(\frac{1}{2} \cos \varphi - \frac{\cos 2 \omega t \cdot \cos \varphi}{2} - \sin \omega t \cdot \cos \omega t \cdot \sin \varphi \right) \sin \alpha. \quad (1.14)$$

Рассматривая полученное выражение, убеждаемся, что все слагаемые в скобках правой части, за исключением первого, являются периодическими функциями времени и, следовательно,

среднее значение создаваемых ими моментов равно нулю [это можно показать интегрированием правой части ф-лы (1.14)].

Таким образом, рассматриваемый момент электродинамической пары M_1 равен

$$M_1 = k_1 I I_1 \frac{\cos \varphi \cdot \sin \alpha}{2}$$

или, переходя к эффективным значениям тока,

$$M_1 = k_1 I_9 I_{19} \cos \varphi \cdot \sin \alpha. \quad (1.15)$$

Теперь найдём момент электродинамической пары, образованной неподвижной катушкой и второй подвижной. Подставляя в ф-лу (1.13) соответствующие значения токов, имеем

$$M_2 = k_2 I \sin(\omega t - \varphi) \cdot I_2 \cos \omega t \cdot \sin\left(\alpha + \frac{\pi}{2}\right).$$

В данном случае вместо $\sin \alpha$ поставлено $\sin\left(\alpha + \frac{\pi}{2}\right)$, так как подвижные катушки расположены под углом 90° .

Переписывая полученное выражение следующим образом:

$$M_2 = k_2 I I_2 \sin(\omega t - \varphi) \cos \omega t \cdot \cos \alpha$$

и проделывая аналогичные предыдущему преобразования, имеем

$$M_2 = k_2 I I_2 \left(\sin \omega t \cdot \cos \omega t \cdot \cos \varphi - \frac{1}{2} \sin \varphi - \frac{\cos 2 \omega t \cdot \sin \varphi}{2} \right) \cos \alpha.$$

Рассуждая так же, как и при определении момента первой электродинамической пары M_1 , получаем момент второй электродинамической пары M_2 :

$$M_2 = -k_2 I_9 I_{29} \sin \varphi \cdot \cos \alpha. \quad (1.16)$$

Система подвижных катушек свободно закреплена в подшипниках (спиральные пружины, свойственные обычным измерительным приборам, здесь отсутствуют), и, следовательно, условием её состояния равновесия явится следующее очевидное равенство:

$$M_1 + M_2 = 0. \quad (1.17)$$

Подставляя сюда значения M_1 и M_2 из ф-л. (1.15) и (1.16), имеем

$$k_1 I_9 I_{19} \cos \varphi \cdot \sin \alpha - k_2 I_9 I_{29} \sin \varphi \cdot \cos \alpha = 0,$$

что после очевидных преобразований даёт следующую связь между углами α и φ :

$$\operatorname{tg} \alpha = k \operatorname{tg} \varphi. \quad (1.18)$$

Здесь буквой k обозначена постоянная для данного фазометра величина

$$k = \frac{k_2 I_{23}}{k_1 I_{13}}.$$

Соотношение (1.18) показывает, что угол отклонения стрелки фазометра пропорционален углу сдвига фаз φ цепи, в которую включён фазометр, т. е. налицо возможность нанесения равномерной шкалы непосредственно в градусах угла фазового сдвига.

В заключение необходимо отметить, что, поскольку реактивное сопротивление (катушка или конденсатор), включённое последовательно с одной из подвижных катушек фазометра, зависит от частоты тока в исследуемой цепи, показания фазометра также зависят от частоты. Для исключения возможных ошибок на шкале фазометра обычно помечено значение частоты переменного тока, при которой фазометр даёт истинные значения фазового сдвига.

Описанный выше фазометр используется только при измерениях в цепях технического переменного тока и, как правило, при относительно больших мощностях. В радиотехнических измерениях область применения такого фазометра весьма сужена, во-первых, потому, что он пригоден только для измерений при одной частоте (обычно 50 гц) и, во-вторых, потому, что он требует таких токов в его катушках, которые не могут быть получены в подавляющем большинстве радиотехнических схем¹⁾.

Вследствие этого для измерения фазового сдвига в схемах, используемых в технике связи, применяются фазометры иного типа, использующие электронные лампы. Рассмотрим несколько схем фазометров такого типа.

В первую очередь рассмотрим простейшую схему лампового фазометра с диодом (рис. 1.15). Данный фазометр представляет собой обычную схему однополупериодного выпрямителя, питаемого от двух последовательно соединённых вторичных обмоток трансформаторов T_1 и T_2 . К первичным обмоткам этих трансфор-

¹⁾ Следует отметить, что фазометр, использующий описанный принцип, был предложен Е. Я. Щёголевым для измерения фазовых сдвигов в цепях высокой частоты (Журнал технической физики, т. XI, вып. 1—2, стр. 44—54). Этот фазометр Е. Я. Щёголев применял в своей исследовательской работе. Однако в силу ряда причин и особенно вследствие того, что ламповые фазометры являются более универсальными, простыми в изготовлении и надёжными приборами, фазометр Е. Я. Щёголева не получил широкого распространения.

маторов приключаются напряжения, фазовый сдвиг между которыми подлежит измерению.

Эквивалентная схема фазометра представлена на рис. 1.16. В этой схеме последовательно с выпрямителем включён генератор переменного напряжения G , развивающий эдс, эквивалентную эдс вторичных обмоток трансформаторов схемы рис. 1.15. Найдём значение эдс эквивалентного генератора.

Пусть к первичным обмоткам трансформаторов T_1 и T_2 приключены исследуемые напряжения, между которыми имеется фазовый сдвиг φ . В этом случае эдс во вторичных обмотках могут быть представлены следующими выражениями:

$$e_1 = E \sin \omega t \text{ и } e_2 = E \sin (\omega t + \varphi).$$

Для упрощения рассуждения полагаем амплитуды эдс вторичных обмоток трансформаторов равными между собой и равными E ; этого легко достигнуть надлежащей регулировкой подводящих напряжений или выбором величины коэффициента трансформации.

Эдс эквивалентного генератора e , очевидно, равна

$$e = e_1 + e_2.$$

Подставляя сюда написанные выше выражения для e_1 и e_2 , а также проделывая очевидные преобразования, имеем

$$e = E [\sin \omega t + \sin (\omega t + \varphi)] = E [\cos \omega t \cdot \sin \varphi + (1 + \cos \varphi) \sin \omega t]. \quad (1.19)$$

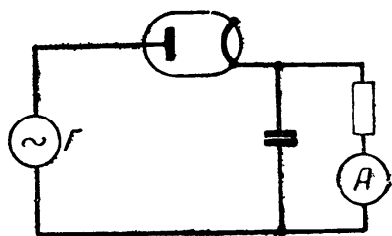


Рис. 1.16

Из полученной формулы следует, что эдс эквивалентного генератора схемы рис. 1.16 является функцией фазового сдвига φ .

Рассмотрим несколько характерных точек. Положим, что фазовый сдвиг между исследуемыми напряжениями φ равен нулю; в этом случае из выражения (1.19) получаем, что

$$e = 2 E \sin \omega t.$$

При значении фазового угла $\varphi = 90^\circ$ эдс эквивалентного генератора равна

$$e = E (\cos \omega t + \sin \omega t).$$

Наконец, при фазовом угле φ , равном 180° ,

$$e = 0.$$

Таким образом, при изменении фазового угла между исследуемыми напряжениями от 0 до 180° эдс эквивалентного генератора меняется от $2E$ до нуля.

В соответствии с величиной эдс, развиваемой эквивалентным генератором, будет меняться величина выпрямленного напряжения, а следовательно, и показание прибора (индикатора) A в схеме рис. 1.16.

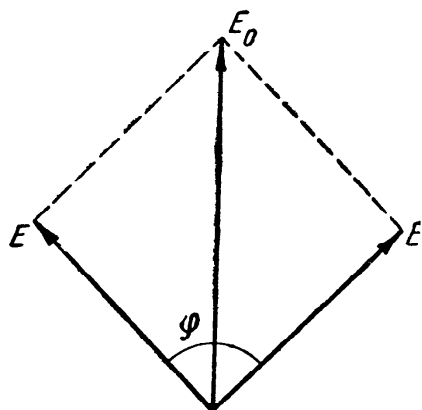


Рис. 1.17

Изменение амплитуды эдс эквивалентного генератора Γ (рис. 1.16) в функции фазового сдвига между эдс во вторичных обмотках трансформаторов T_1 и T_2 (рис. 1.15) может быть исследовано при помощи векторной диаграммы (рис. 1.17). На этой диаграмме эдс вторичных обмоток трансформаторов T_1 и T_2 показаны двумя равными по абсолютной величине векторами E , сдвинутыми между собой на угол φ (предполагается, что эдс, индуцируемые во вторичных обмотках трансформаторов T_1 и T_2 , имеют одинаковые абсолютные значения). Эдс эквивалентного генератора E_0 является геометрической суммой векторов E . Из векторной диаграммы следует очевидное соотношение между E_0 и φ :

нутыми между собой на угол φ (предполагается, что эдс, индуцируемые во вторичных обмотках трансформаторов T_1 и T_2 , имеют одинаковые абсолютные значения). Эдс эквивалентного генератора E_0 является геометрической суммой векторов E . Из векторной диаграммы следует очевидное соотношение между E_0 и φ :

$$E_0^2 = E^2 + E^2 - 2E^2 \cos(180^\circ - \varphi).$$

Разлагая косинус разности по известной формуле тригонометрии и замечая, что $\cos 180^\circ = -1$ и $\sin 180^\circ = 0$, приходим к следующему:

$$E_0^2 = 2E^2(1 + \cos \varphi)$$

или окончательно

$$E_0 = 1,41 E \sqrt{1 + \cos \varphi}. \quad (1.20)$$

Построенная по этой формуле зависимость $E_0 = f(\varphi)$ показана на рис. 1.18. Эдс эквивалентного генератора, а следовательно, и выпрямленное напряжение, пропорциональное этой эдс (показываемое индикатором A — рис. 1.16), меняется при изменении фазового сдвига между исследуемыми напряжениями в соответствии с рис. 1.18. Таким образом, рис. 1.18 является градуировочной кривой данного фазометра.

На рис. 1.19 кривая *A* представляет собой снятую экспериментально градуировочную кривую фазометра. По оси абсцисс этого графика отложены градусы фазового сдвига переменных

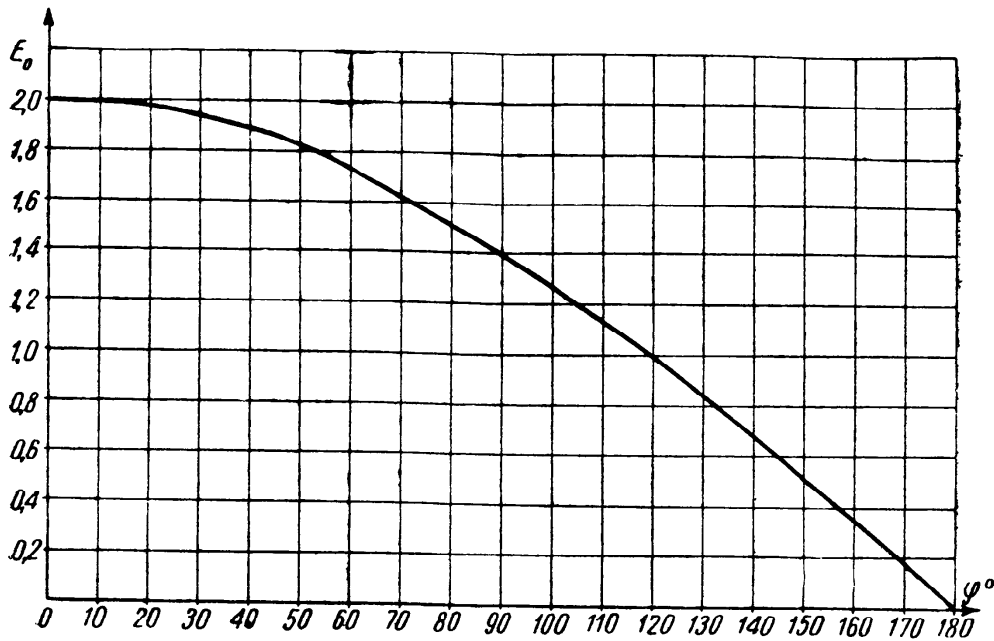


Рис. 1.18

напряжений, подводимых к первичным обмоткам трансформаторов T_1 и T_2 , а по оси ординат — показания индикатора *A*.

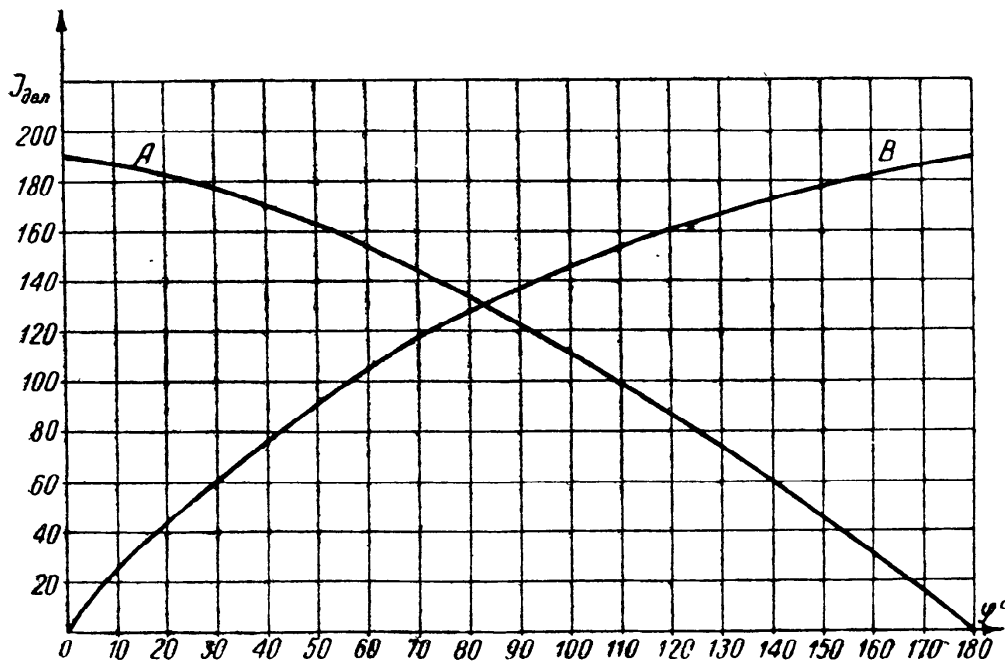


Рис. 1.19

Сопоставляя рис. 1.18 и 1.19 (кривая *A*), мы видим хорошее совпадение расчётных и экспериментальных данных. Из рассмотре-

ния экспериментальной градуировочной кривой следует, что точность отсчёта при данном типе фазометра весьма сильно зависит от того, какие значения углов фазового сдвига подлежат измерению: малые углы, как это видно из указанных выше кривых, могут быть определены с существенно меньшей точностью, нежели фазовые сдвиги, лежащие близко к 180° .

Градуировочные кривые рис. 1.18 и 1.19 (кривая A) соответствуют такому включению обмоток трансформаторов T_1 и T_2 в схеме фазометра (рис. 1.15), при котором фазовые сдвиги, получаемые между эдс, индуктируемыми во вторичных обмотках трансформаторов, точно соответствуют фазовым сдвигам между напряжениями, подводимыми к первичным обмоткам трансформаторов. В этом случае, очевидно, при отсутствии фазового сдвига между напряжениями, поступающими к первичным обмоткам трансформаторов T_1 и T_2 , эдс эквивалентного генератора G (рис. 1.16) равна $2E$ и показание индикатора A будет максимальным. По мере увеличения фазового сдвига между напряжениями, поступающими в фазометр, величина эдс эквивалентного генератора будет уменьшаться, что приведёт к уменьшению показаний индикатора A и, наконец, при фазовом сдвиге, равном 180° , эдс эквивалентного генератора станет равна нулю и показания индикатора A также будут равны нулю. Таким образом, при указанном выше порядке включения обмоток трансформаторов градуировочная кривая фазометра представляется рис. 1.18 и 1.19 (кривая A); эти кривые показывают, что данное включение обмоток трансформаторов является благоприятным для измерения фазовых сдвигов в пределах приблизительно $90^\circ \div 180^\circ$.

Рассмотрим далее работу фазометра для иного способа включения обмоток трансформаторов T_1 и T_2 ; в только что рассмотренной схеме включения обмоток трансформаторов переключим концы вторичной обмотки какого-либо одного из трансформаторов (T_1 или T_2). При таком переключении значения эдс эквивалентного генератора будут существенно отличаться от значений, имевших место до указанного выше переключения. Действительно, теперь при отсутствии фазового сдвига между напряжениями, подводимыми к первичным обмоткам трансформаторов T_1 и T_2 , эдс, наводимые во вторичных обмотках, окажутся сдвинутыми на 180° и эдс эквивалентного генератора, а следовательно, и показания индикатора A будут равны нулю. По мере увеличения фазового сдвига между напряжениями, подводимыми к фазометру, фазовый сдвиг между эдс вторичных обмоток трансформаторов будет уменьшаться и, наконец, при фазовом сдвиге между поступающими в фазометр напряжениями, равном 180° , эдс вторичных обмоток трансформаторов окажутся совпадающими по фазе, эдс эквивалентного генератора будет равной $2E$, и показания индикатора будут иметь максимальное значение.

Полагая, что в векторной диаграмме рис. 1.17 один из векторов E повернут на 180° и проделывая преобразования, ана-

логичные тем, с помощью которых была получена ф-ла (1.20), приходим к следующему выражению для вектора эдс эквивалентного генератора при данном способе включения обмоток трансформаторов:

$$E_0 = 1,41 E \sqrt{1 - \cos \varphi}. \quad (1.21)$$

Вычисленная и построенная по данной формуле кривая является зеркальным отображением кривой рис. 1.18.

На рис. 1.19 кривая *A*, как это отмечалось, представляет собой экспериментально снятую градуировочную кривую фазометра до переключения концов вторичной обмотки одного из трансформаторов. Кривая *B* этого рисунка является экспериментально снятой градуировочной кривой того же фазометра, но при переключении концов вторичной обмотки одного из трансформаторов. Градуировочная кривая *B* показывает, что данное включение обмоток трансформаторов благоприятно для измерения фазовых сдвигов от 0 до 90°.

Итак, снабдив вторичную обмотку одного из трансформаторов фазометра надлежащим переключателем и располагая двумя градуировочными кривыми (*A* и *B* рис. 1.19), можно с достаточной точностью измерять фазовые сдвиги во всём диапазоне фазометра, т. е. от 0 до 180°.

Следует иметь в виду, что при пользовании фазометром необходимо устанавливать значения напряжений на первичных обмотках трансформаторов T_1 и T_2 (рис. 1.15) той величины, при которой производилась градуировка прибора.

В фазометре данного типа можно вместо диода использовать трёхэлектродную лампу (рис. 1.20). Эта схема также может быть заменена эквивалентной схемой, показанной на рис. 1.16. В данном случае эдс эквивалентного генератора складывается из эдс вторичной обмотки трансформатора T_1 и эдс вторичной обмотки трансформатора T_2 , пересчитанной в анодную цепь; для этого эдс надлежит помножить на коэффициент усиления лампы μ . Располагая величиной эдс эквивалентного генератора, производят анализ работы схемы фазометра так, как это изложено в отношении схемы рис. 1.15.

Для получения идентичности в работе схем рис. 1.15 и 1.20 необходимо в последней схеме иметь эдс на вторичной обмотке трансформатора T_2 в μ раз меньшую, чем на вторичной обмотке трансформатора T_1 .

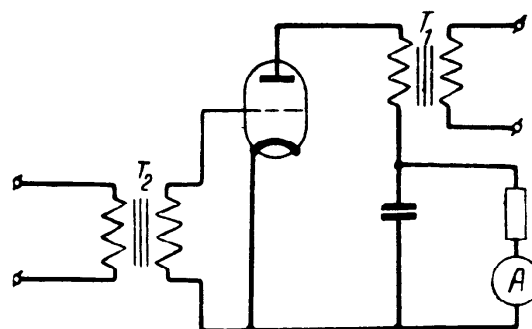


Рис. 1.20

Для повышения качества работы фазометра, главным образом в отношении улучшения линейности градуировочной кривой, прибегают к так называемым дифференциальным схемам. Дифференциальные схемы могут быть получены как для диодного, так и для триодного фазометров. Вследствие идентичности работы обоих фазометров, рассмотрим только одну схему — схему дифференциального диодного фазометра (рис. 1.21). Дифференциальная схема получается путём соответствующего соединения двух диодных схем рис. 1.15. Осо-

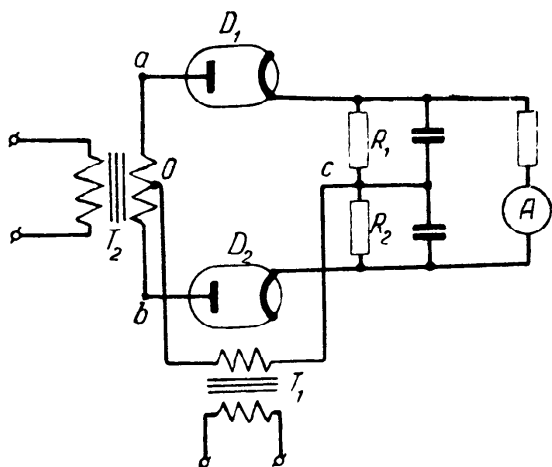


Рис. 1.21

бенностью дифференциальной схемы является следующее: одно из исследуемых напряжений поступает в диодные схемы синфазно (через трансформатор T_1), в то время как второе из исследуемых напряжений поступает в диодные схемы в противофазе (эдс на половинах вторичной обмотки трансформатора T_2 сдвинуты между собой на 180°). Нагрузочные сопротивления диодных схем включены таким образом, что выходное напряжение схемы является разностью выпрямленных напряжений диодных схем; вследствие этого данная схема фазометра носит название дифференциальной (разностной).

Перейдём к анализу работы дифференциальной схемы. В соответствии с отмеченными выше особенностями включения элементов схемы полагаем, что эдс на вторичной обмотке трансформатора T_1 представляется следующим выражением:

$$E \sin(\omega t + \varphi),$$

а эдс на половинах обмотки трансформатора T_2 соответственно:

$$E \sin \omega t \quad \text{и} \quad -E \sin \omega t.$$

Тогда, очевидно, эдс эквивалентного генератора в цепи первого диода будет равна

$$e_1 = E [\sin(\omega t + \varphi) + \sin \omega t]$$

и соответственно в цепи второго диода

$$e_2 = E [\sin(\omega t + \varphi) - \sin \omega t].$$

Продельвая с полученными выражениями для e_1 и e_2 очевидные преобразования, приходим к следующему:

$$e_1 = E [\cos \omega t \cdot \sin \varphi + (1 + \cos \varphi) \sin \omega t],$$

$$e_2 = E [\cos \omega t \cdot \sin \varphi - (1 - \cos \varphi) \sin \omega t].$$

Проанализируем полученные соотношения. Положив значение фазового угла равным нулю ($\varphi = 0$), имеем:

$$e_1 = 2 E \sin \omega t,$$

$$e_2 = 0.$$

При $\varphi = 90^\circ$ получаем следующее:

$$e_1 = E (\cos \omega t + \sin \omega t),$$

$$e_2 = E (\cos \omega t - \sin \omega t)$$

и, наконец, при $\varphi = 180^\circ$:

$$e_1 = 0,$$

$$e_2 = -2E \sin \omega t = 2E \sin (\omega t + \pi).$$

Таким образом, при фазовом сдвиге, равном нулю, амплитуда эдс эквивалентного генератора в цепи первого диода равна $2E$, а в цепи второго диода эта эдс равна нулю; при фазовом сдвиге, равном 180° , наоборот, амплитуда эдс эквивалентного генератора в цепи первого диода равна нулю, а в цепи второго диода равна $2E$; наконец, при значении фазового сдвига, равном 90° , амплитуды эдс эквивалентных генераторов в цепях первого и второго диодов равны между собой и численно равны $1,41 E$.

Основываясь на этом, можно представить характеристику дифференциального фазометра, показанной кривой на рис. 1.22.

Действительно, при $\varphi = 90^\circ$ напряжения, получаемые на нагрузочных сопротивлениях диодов, будут равны между собой (поскольку амплитуды эдс эквивалентных генераторов в цепях диодов равны), и так как напряжение, действующее в цепи

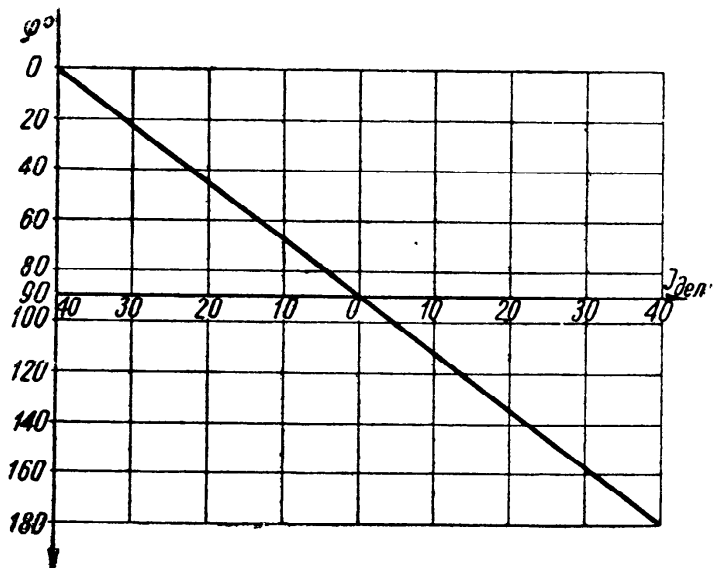


Рис. 1.22

нагрузки (прибора A), равно разности напряжений на сопротивлениях R_1 и R_2 , то, следовательно, напряжение на нагрузке будет равно нулю и показание индикатора A также будет равно нулю.

При отклонении фазового сдвига φ от 90° в ту или другую сторону напряжение на нагрузке, в зависимости от стороны отклонения от $\varphi = 90^\circ$, будет давать некоторое постоянное напряжение, полярность которого определяется стороной отклонения фазового сдвига между исследуемыми напряжениями от величины 90° . Для удобства отсчёта в качестве индикатора используют гальванометр с нулём посередине шкалы.

Построение векторной диаграммы фазометра данного типа производится следующим образом: в первую очередь наносят на диаграмму (рис. 1.23) векторы эдс на половинах вторичной

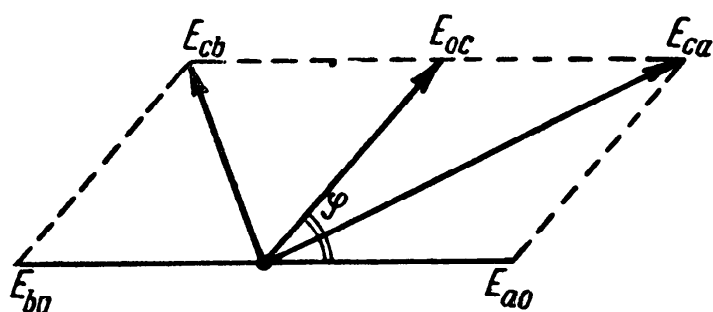


Рис. 1.23

обмотки трансформатора T_2 . Данные эдс, как указывалось, сдвинуты между собой на угол в 180° ; на диаграмме эти эдс отмечены векторами E_{a0} и E_{b0} (индексы у векторов соответствуют точкам, между которыми действует эдс, отмечаемая данным вектором).

Далее наносят на диаграмму вектор эдс во вторичной обмотке трансформатора T_1 ; вектор этой эдс смещён по отношению к вектору E_{a0} на угол φ , а по отношению к вектору E_{b0} на угол $\pi - \varphi$; данный вектор отмечен на диаграмме буквой E_{0c} .

Располагая этими векторами, нетрудно найти векторы эдс эквивалентных генераторов в цепях диодов D_1 и D_2 .

В самом деле, эдс эквивалентного генератора в цепи диода D_1 является суммой векторов E_{a0} и E_{0c} и на диаграмме ей соответствует вектор E_{ca} ; аналогично эдс эквивалентного генератора в цепи диода D_2 представляет собой сумму векторов E_{b0} и E_{0c} ; этот вектор обозначен на диаграмме буквой E_{cb} .

Из векторной диаграммы рис. 1.23 следует, что абсолютные значения векторов эдс эквивалентных генераторов (векторы E_{ca} и E_{cb}) весьма существенно зависят от фазового сдвига между исследуемыми напряжениями (напряжениями, подводимыми к первичным обмоткам трансформаторов T_1 и T_2 рис. 1.21). Из этой же диаграммы явствует, что при значении фазового угла $\varphi = 90^\circ$ векторы эдс эквивалентных генераторов равны между собой и сдвинуты по отношению к вектору E_{0c} на $+45^\circ$ и -45° соответственно.

Помимо изложенного выше, векторная диаграмма рис. 1.23 позволяет получить уравнение характеристики фазометра (рис. 1.22).

Из векторной диаграммы следует, что

$$E_{ca} = \sqrt{E_{a0}^2 + E_{0c}^2 + 2E_{a0}E_{0c}\cos\varphi} \quad (1.22)$$

и соответственно

$$\begin{aligned} E_{cb} &= \sqrt{E_{b0}^2 + E_{0c}^2 + 2E_{b0}E_{0c}\cos(180 - \varphi)} = \\ &= \sqrt{E_{b0}^2 + E_{0c}^2 - 2E_{b0}E_{0c}\cos\varphi} . \end{aligned} \quad (1.23)$$

Полученные выражения для абсолютных значений векторов E_{ca} и E_{cb} существенно упрощаются, если положить, как это делалось ранее, что эдс на вторичной обмотке трансформатора T_1 и на половинах вторичной обмотки трансформатора T_2 равны между собой и равны величине E . Таким образом,

$$E_{a0} = E_{b0} = E_{0c} = E.$$

При этом условии выражения (1.22) и (1.23) принимают следующий вид:

$$E_{ca} = \sqrt{2E^2 + 2E^2\cos\varphi} = 1,41 E\sqrt{1 + \cos\varphi} \quad (1.24)$$

и соответственно

$$E_{cb} = 1,41 E\sqrt{1 - \cos\varphi}. \quad (1.25)$$

Сравнивая ф-лы (1.24) и (1.25) с ф-лами (1.20) и (1.21), убеждаемся в полной их идентичности. Таким образом, характеристики (градуировочные кривые) отдельных половин дифференциального фазометра представляются кривыми A и B рис. 1.19.

Вычерчивая по ф-лам (1.20) и (1.21) или, что безразлично, по ф-лам (1.24) и (1.25) расчётные градуировочные кривые отдельных половин фазометра (кривые A и B рис. 1.24) и замечая, что индикатор A (рис. 1.21) показывает разность напряжений, полученных на нагрузочных сопротивлениях R_1 и R_2 каждой из половин фазометра, приходим путём вычитания ординат кривых A и B к градуировочной кривой для дифференциального включения обеих половин схемы, т. е. к градуировочной кривой полной схемы дифференциального фазометра (кривая C рис. 1.24).

Сопоставляя расчётную кривую (кривая C рис. 1.24) с экспериментально снятой градуировочной кривой дифференциального фазометра (рис. 1.22), мы видим, что в обеих кривых имеется значительный участок, в котором показания индикатора и величина фазового сдвига между напряжениями, подводимыми к фазометру, находятся в линейной связи (имеется

значительный прямолинейный участок градуировочной кривой).

Все предыдущие рассуждения предполагали постоянство частоты переменных напряжений, подводимых к фазовому детектору или, иначе, к дифференциальному диодному фазометру

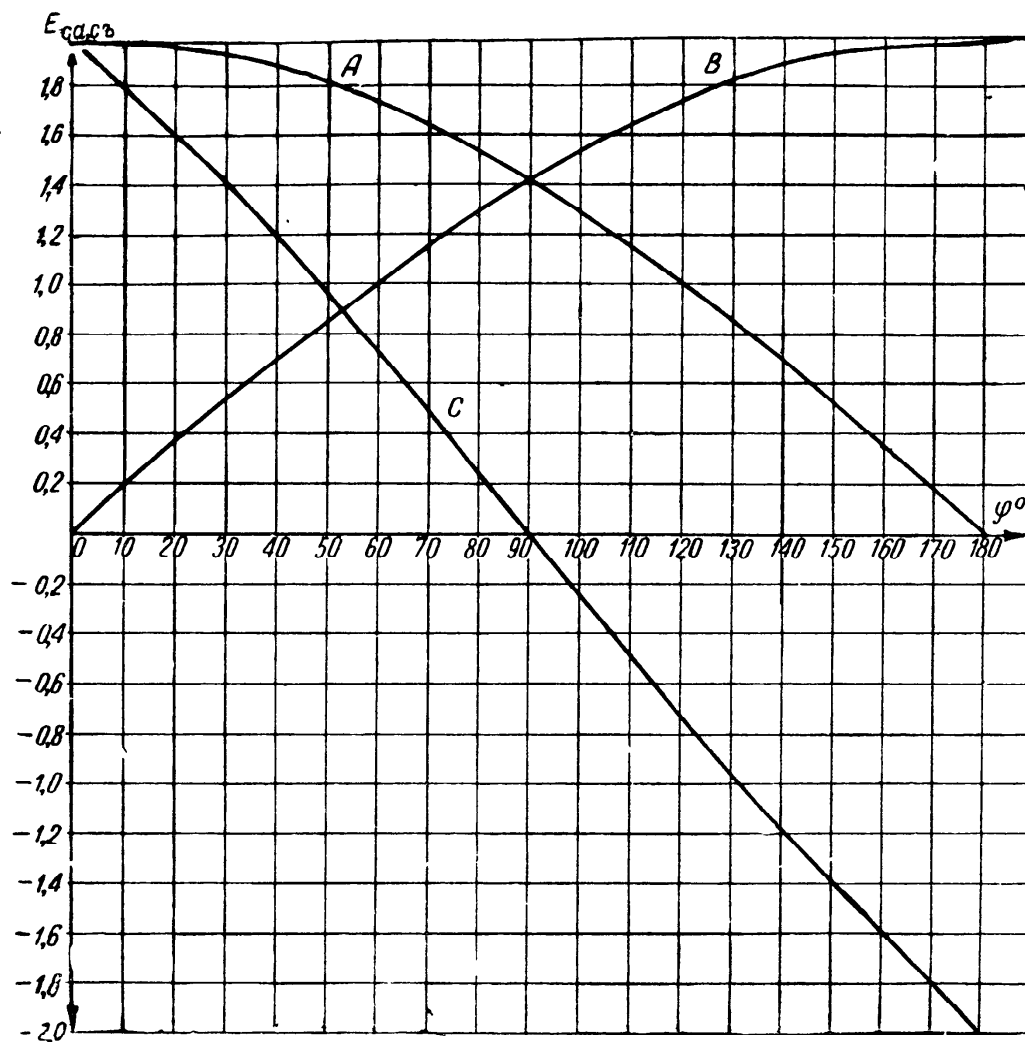


Рис. 1.24

(рис. 1.21). Если же частота колебаний какого-либо из этих напряжений изменяется, то это приводит к эквивалентному изменению фазы колебаний¹⁾. Появление дополнительных фазовых сдвигов, обязанных вариации частоты, может вызвать погрешность измерения при применении схемы рис. 1.21 в качестве фазометра, либо явится причиной искажений — при использовании этой схемы как фазового детектора для приёма радиотелефонной передачи, модулированной по фазе.

¹⁾ И. С. Гоноровский. Частотная модуляция и её применения. Связьиздат, 1948, стр. 10—13.

Теперь обратимся к схеме так называемого двухканального фазометра. Данный тип фазометра (рис. 1.25) состоит из двух каналов, в которые поступают и подвергаются необходимой обработке (см. ниже) исследуемые переменные напряжения, и индикаторного устройства.

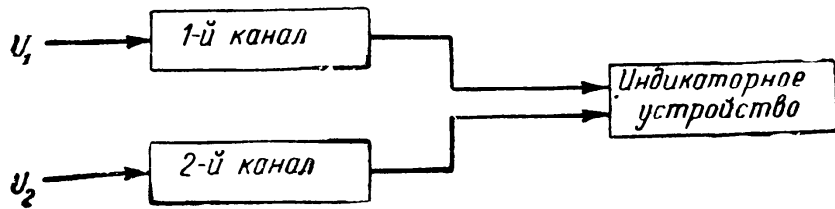


Рис. 1.25

Переменные напряжения, между которыми надлежит определить фазовый сдвиг, приключаются к входным зажимам 1 и 2-го каналов. Эти каналы совершенно идентичны и каждый из них состоит из нескольких ступеней усиления и ограничения. Режим работы отдельных ступеней каналов подобран таким образом, чтобы на выходе каналов были получены коле-

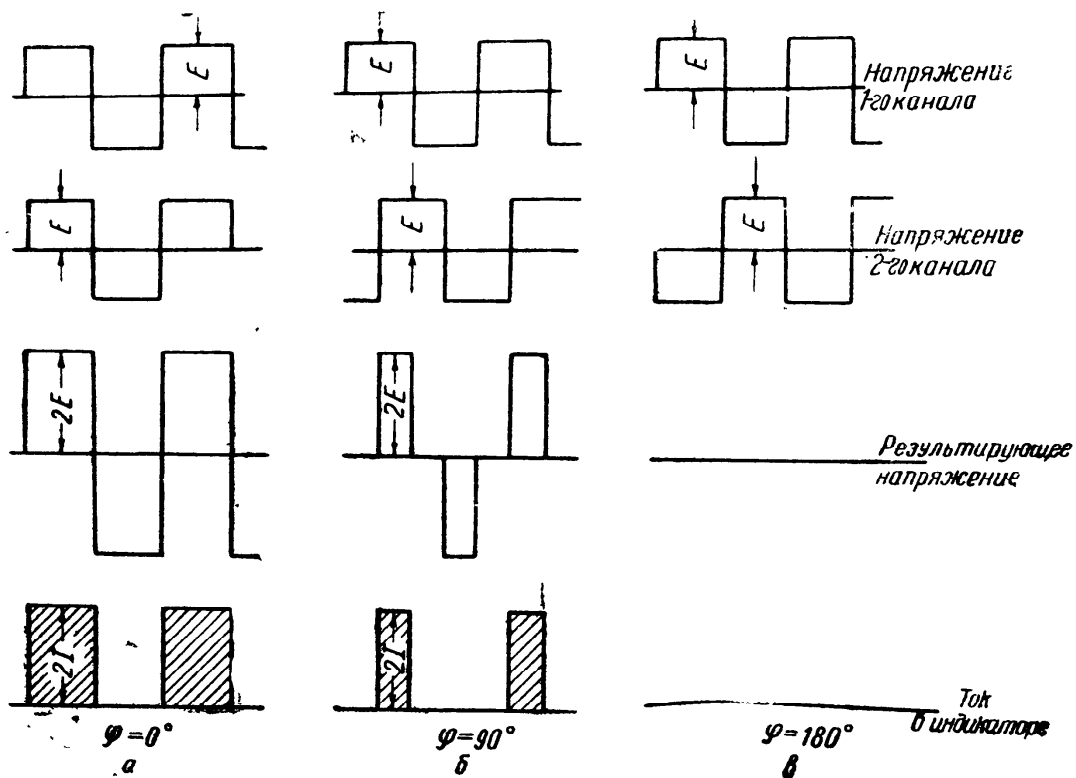


Рис. 1.26

бания прямоугольной формы так называемая «квадратная синусоида», т. е. переменное напряжение той же частоты, что и напряжение, поступающее на вход канала, но не синусоидальной, а прямоугольной формы (рис. 1.26).

«Квадратные синусоиды», полученные на выходе каждого канала, поступают далее в индикаторное устройство. Это последнее состоит из суммирующего элемента и собственно индикатора. Суммирующий элемент представляет собой две лампы, получающие «квадратные синусоиды» на свои управляющие сетки и работающие на общее для них нагрузочное сопротивление. Вследствие такого включения результирующее напряжение на нагрузочном сопротивлении будет иметь различную форму в зависимости от фазового сдвига между напряжениями, приложенными к входным зажимам 1 и 2-го каналов. На рис. 1.26 показан характер результирующего напряжения на нагрузочном сопротивлении при значении фазового сдвига между исследуемыми напряжениями, соответственно равном 0, 90 и 180°. На верхних двух кривых рис. 1.26 показаны напряжения на выходе 1 и 2-го каналов, а на третьей кривой — результирующее напряжение на общем для обеих ламп нагрузочном сопротивлении.

Результирующее напряжение поступает в индикаторную часть схемы; здесь это напряжение детектируется, в результате чего отрицательные полуволны суммарного напряжения срезаются и собственно к индикатору поступают импульсы прямоугольного напряжения. Под действием этих импульсов напряжения через индикатор проходят прямоугольные импульсы тока (нижняя кривая рис. 1.26), среднее значение которых (показания индикатора) будет пропорционально фазовому сдвигу между исследуемыми напряжениями.

Обращаясь к рис. 1.26 и сосредоточивая внимание на положительных полуволнах напряжения, мы видим, что при исправной работе каналов эти каналы (каждый в отдельности) воздействуют на индикаторную цепь импульсами напряжения, имеющими максимальное значение E и длящимися в течение половины периода исследуемого напряжения (угол отсечки равен 90°). Отметим попутно, что это обстоятельство может служить критерием исправного действия каналов фазометра: при правильном режиме и исправной работе каналов фазометра показания индикатора не должны изменяться при поочерёдном приключении исследуемых напряжений к входным зажимам каналов.

Далее из этого же рисунка следует, что при совместном действии обоих каналов на индикаторную цепь воздействуют импульсы напряжения, максимальное значение которых равно $2E$, а угол отсечки импульсов зависит от фазового сдвига φ между напряжениями, подводимыми к входным зажимам 1 и 2-го каналов.

Считая, что ток в цепи индикатора пропорционален приложенному к нему напряжению, получаем, что при работе каждого канала в отдельности через индикатор проходят прямоугольные импульсы тока с максимальным значением I и углом

отсечки $\theta = 90^\circ$, среднее значение тока при таких импульсах, очевидно, равно $\frac{1}{2} I$.

При совместном действии обоих каналов через индикатор проходят также прямоугольные импульсы тока, но теперь их максимальное значение равно $2I$, а угол отсечки зависит от фазового сдвига между исследуемыми напряжениями.

Непосредственно из рис. 1.26б вытекает следующая связь между углом отсечки (его удвоенным значением) и углом фазового сдвига φ :

$$2\theta = \pi - \varphi$$

или, иначе,

$$\theta = \frac{\pi - \varphi}{2}. \quad (1.26)$$

Отправляясь далее от известной формулы для среднего значения тока (постоянной составляющей I_0)

$$I_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^\theta f(\omega t) \cdot d\omega t$$

и учитывая, что при совместном действии обоих каналов $f(\omega t)$ равно $2I$ (см. рис. 1.26), получаем зависимость I_0 от угла отсечки θ при постоянной величине максимального значения тока $2I$:

$$I_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^\theta 2I \cdot d\omega t = 2I \frac{\theta}{\pi}.$$

Наконец, подставляя сюда значение θ из ф-лы (1.26), имеем выражение, связывающее среднее значение тока через индикатор I_0 с величиной фазового сдвига φ ,

$$I_0 = I \left(1 - \frac{\varphi}{\pi} \right). \quad (1.27)$$

Из полученной формулы следует (и это также подтверждает рис. 1.26), что при отсутствии фазового сдвига между исследуемыми напряжениями ($\varphi = 0$) ток через индикатор будет в два раза больше тока, который протекал через индикатор при работе любого из каналов в отдельности ($I_0 = I$).

При $\varphi = 90^\circ$ ф-ла (1.27) даёт следующее среднее значение тока через индикатор:

$$I_0 = \frac{1}{2} I,$$

т. е. в данном случае ток через индикатор, а следовательно, и его показание будут теми же, что и при работе каждого

канала в отдельности. Этим обстоятельством также можно пользоваться для проверки правильности регулировки и действия фазометра данного типа.

Наконец, при фазовом сдвиге, равном 180° , ф-ла (1.27) даёт значение тока через индикатор, равное нулю ($I_0=0$). Графически эта зависимость

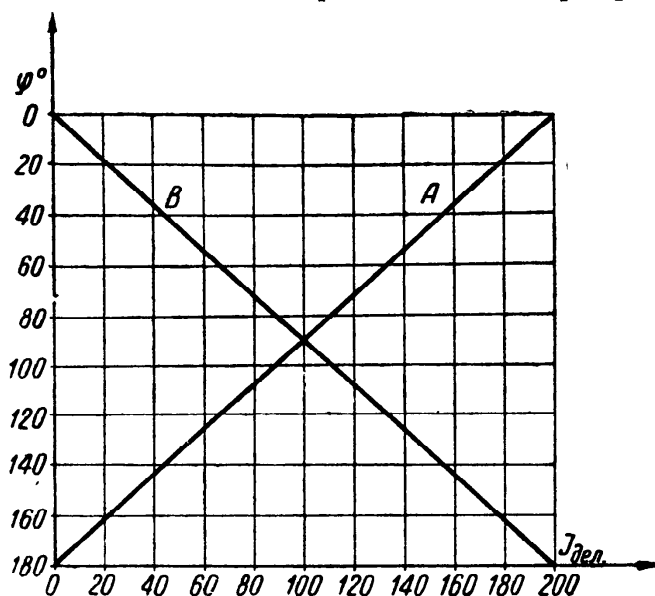


Рис 1.27

графически эта зависимость (градуировочная кривая фазометра) показана на рис. 1.27 (кривая А).

Итак, фазометр данного типа при надлежащей регулировке его каналов и индикаторного устройства даёт линейную связь показаний индикатора и величины фазового сдвига, а это, в свою очередь, существенно облегчает построение шкалы индикатора фазометра и позволяет весьма просто (по индикатору) контролировать

исправность отдельных звеньев прибора и всего устройства в целом.

На рис. 1.27 показаны две экспериментально снятые градуировочные кривые (прямые) А и В. Прямая А отвечает рассмотренной выше схеме работы фазометра — именно такому включению его каналов, когда при фазовом сдвиге между исследуемыми напряжениями, равном 0° , показание прибора максимально, а при фазовом сдвиге 180° показание индикатора равно нулю. В случае необходимости (для удобства отсчёта) возможно путём переключения выходных зажимов одного из каналов фазометра получить градуировочную прямую В, при которой фазовому сдвигу в 0° соответствует нулевое показание индикатора, а фазовому сдвигу 180° — максимальное.

Заканчивая этим обзор фазометров, остановимся ещё на одном типе фазометра, использующего в качестве индикатора электронно-лучевую трубку. В этом фазометре используется принцип синхронного управления лучом трубки.

Сущность метода сводится к следующему: переменное напряжение, действующее в исследуемой цепи, подаётся на отклоняющие пластины трубки; на одну пару пластин поступает переменное напряжение непосредственно из исследуемой цепи, а на вторую — это же напряжение, но сдвинутое по фазе на 90° ; для получения заданного фазового сдвига применяются специальные схемы, так называемые фазовращатели (см. гл. 2):

В результате совместного действия этих напряжений на электронный луч последний будет проектировать на экране трубки светящуюся окружность (при равенстве напряжений, приложенных к отклоняющим пластинам). Заметим, что электронный луч обегает светящуюся окружность за один период переменного напряжения, приложенного к отклоняющим пластинам.

Закончив этим предварительные установки и регулировки, приступают к самому измерению. Исследуемые напряжения, отбираемые от той же цепи переменного тока, от которой поступают напряжения на отклоняющие пластины, прикладывают отдельно к управляющему электроду трубки. Исследуемые напряжения предварительно должны быть преобразованы в колебания прямоугольной формы — «квадратную синусоиду»; для этой цели может быть использовано устройство, аналогичное описанному в рассмотренном ранее двухканальном фазометре. Приложив к модулирующему электроду трубки одно из исследуемых напряжений в форме квадратной синусоиды, получаем синхронное действие на электронный луч напряжений как на отклоняющих пластинах, так и на модулирующем электроде трубки.

Подобрав режим работы трубки таким образом, чтобы при отрицательной полуволне «квадратной синусоиды» электронный луч запирался, а при положительной полуволне отпирался, получим (вследствие синхронности напряжений, поступающих к электродам трубки) на экране трубки вместо окружности только полуокружность (рис. 1.28).

Для получения полуокружности с ясно выраженными точками обрыва траектории светового пятна совершенно необходимо, чтобы «квадратная синусоида» исследуемого напряжения была действительно прямоугольной и не имела преобладания.

Итак, «квадратная синусоида» исследуемого напряжения, приложенного к модулирующему электроду трубки синхронно с напряжениями на отклоняющих пластинах, управляет электронным лучом, запирая его в течение половины каждого периода. Совершенно очевидно, что если изменить фазу «квадратной синусоиды», поступающей на модулирующий электрод трубки, то на экране будет проектироваться также полуокружность, но так как фаза отпирания и запираения луча изменилась, то и начало и конец полуокружности также переместятся в ту или другую сторону (в зависимости от стороны изме-

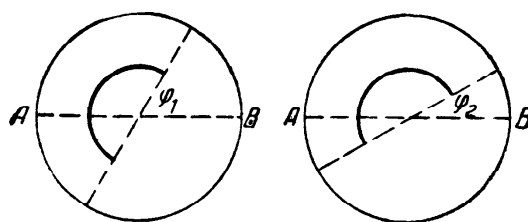


Рис. 1.28

нения фазы) по отношению к первоначальной полуокружности.

Из изложенного становится ясным метод измерения фазового сдвига между исследуемыми напряжениями. В первую очередь добиваются (регулировкой фазовращателя) получения траектории движения светового пятна в виде окружности. После этого подключают одно из исследуемых напряжений (преобразованное в «квадратную синусоиду») к модулирующему электроду трубки; получив на экране полуокружность с чётко выраженными точками обрыва, отмечают угол φ_1 между диаметром, стягивающим точки начала и конца полуокружности, и некоторой произвольной прямой AB , проходящей через центр полуокружности.

Далее отключают первое из исследуемых напряжений от модулирующего электрода трубки и подключают к нему второе из исследуемых напряжений (также преобразованное в «квадратную синусоиду»). В результате этого на экране трубки снова получается полуокружность; как и в предыдущем случае, отмечают угол φ_2 между диаметром полуокружности и той же произвольной прямой AB .

Располагая значениями углов φ_1 и φ_2 , определяют фазовый сдвиг между исследуемыми напряжениями, как разность найденных углов φ_1 и φ_2 :

$$\varphi = \varphi_2 - \varphi_1.$$

В измерениях, не претендующих на большую точность, искомые значения углов φ_1 и φ_2 могут быть определены при помощи транспортира. Если же фазометр данного типа не является схемой, собранной для лабораторных или учебных целей, а представляет собой эксплуатационный прибор, то для облегчения и упрощения процесса определения углов следует сконструировать прикрепляемый к экрану трубки угломер, снабжённый кремальерой.

Данный фазометр является разновидностью двухканального фазометра, описанного ранее, с той разницей, что в данном случае фазовые сдвиги исследуемых напряжений, поступающих в каналы, создают не суммарный эффект на выходе устройства (в индикаторе), а исследуются отдельно при помощи электронно-лучевой трубки.

§ 1.4. Метод трёх вольтметров и трёх амперметров

Метод трёх вольтметров и трёх амперметров общеизвестен и подробно изложен в руководствах, посвящённых электрическим измерениям. Вследствие этого ограничимся здесь лишь кратким изложением теории наиболее распространённого метода трёх вольтметров и приведём некоторые примеры практического его использования.

Сущность метода трёх вольтметров состоит в следующем: к источнику переменного тока (электрической сети, звуково-

му генератору и т. п.) приключают в последовательном соединении исследуемое комплексное сопротивление $Z = R \pm ix$ и известное (эталонное) активное сопротивление r . После этого измеряют напряжение источника переменного тока (U) и напряжения на комплексном (исследуемом) сопротивлении (U_1) и на известном активном сопротивлении (U_2). Для измерения напряжений должен использоваться вольтметр со шкалой, соответствующей измеряемым напряжениям и обладающий достаточной величиной входного сопротивления. Последнее обстоятельство надо всегда иметь в виду, так как при малом входном сопротивлении вольтметра его подключение к элементам исследуемой цепи существенно отражается на распределении напряжения и может привести к значительным погрешностям измерения. Вследствие этого для измерения указанных напряжений, особенно при больших значениях сопротивлений элементов схемы и малой мощности источника, питающего схему, применяют ламповый вольтметр.

Из векторной диаграммы, которая может быть построена по данным значениям напряжений U , U_1 и U_2 , следует, что

$$U^2 = U_1^2 + U_2^2 + 2 U_1 U_2 \cos \varphi. \quad (1.28)$$

Здесь φ — угол сдвига фаз между напряжением и током в цепи комплексного сопротивления Z .

Формула (1.28) позволяет непосредственно определить фазовый угол

$$\varphi = \arccos \frac{U^2 - U_1^2 - U_2^2}{2 U_1 U_2}.$$

Из этой формулы также можно определить мощность P_1 , выделяемую в исследуемом комплексном сопротивлении. В самом деле, падение напряжения на активном сопротивлении r равно

$$U_2 = Ir,$$

где I — ток, протекающий через последовательно включённые сопротивления r и Z .

Учитывая это, представим последнее слагаемое правой части ф-лы (1.28) в следующем виде:

$$2 U_1 Ir \cos \varphi.$$

Но $U_1 I \cos \varphi$ представляет собой как раз мощность P_1 и, следовательно,

$$2 U_1 U_2 \cos \varphi = 2 P_1 r.$$

Подставляя найденное значение в уравнение (1.28) и решая это уравнение в отношении P_1 , получаем

$$P_1 = \frac{U^2 - U_1^2 - U_2^2}{2r}.$$

Далее по очевидным и общеизвестным соотношениям легко определить значения слагаемых исследуемого комплексного сопротивления Z .

Отметим, что для обеспечения должной точности измерения необходимо обращать внимание, помимо величины входного сопротивления вольтметра, также на величину сопротивления r , включаемого последовательно с исследуемым сопротивлением Z . Сопротивление r должно быть одного порядка с полным сопротивлением Z ; в выполнении этого условия легко убедиться по показаниям вольтметра при измерении напряжений U_1 и U_2 ; очевидно, что эти показания должны быть одного порядка.

Метод трёх вольтметров применяется при исследованиях и испытаниях междуламповых дросселей и трансформаторов в радиоприёмниках и усилителях низкой частоты, а также при обследовании режима холостого хода маломощных силовых трансформаторов.

Глава 2

ИЗМЕНЕНИЕ ФАЗОВОГО СДВИГА

§ 2.1. Получение постоянного сдвига фаз

При рассмотрении вопросов, связанных с измерением фазового сдвига, мы встречались с необходимостью получения некоторого постоянного сдвига фаз между напряжениями, поступающими к отдельным элементам измерительных схем. Так, например, при измерении фазового сдвига по интерференционным фигурам для устранения неопределённости значения фазового угла при некоторых видах этих фигур целесообразно сообщать одному из исследуемых напряжений дополнительный фазовый сдвиг. В схеме фазометра с синхронным управлением для получения круговой траектории движения светового пятна по экрану трубки необходимо подать на отклоняющие пластины напряжения, сдвинутые по фазе на 90° .

При выполнении различных измерений, а также для удовлетворения запросов лабораторной и экспериментальной практики, необходимы устройства, позволяющие плавно изменять величину фазового сдвига в определённых пределах. Такие устройства называются фазовращателями.

Наиболее удобна и широко распространена схема получения и регулирования фазового сдвига, представляющая комбинацию последовательно соединённых активного и реактивного сопротивлений, причём в качестве последнего обычно используется конденсатор постоянной или переменной ёмкости.

Элементарная цепочка RC (рис. 2.1) является простейшей схемой для получения фазового сдвига до 90° . Отметим попутно, что эта цепочка широко применяется и в более сложных схемах фазовращателей, позволяющих изменять фазовый сдвиг до 180 и даже 360° .

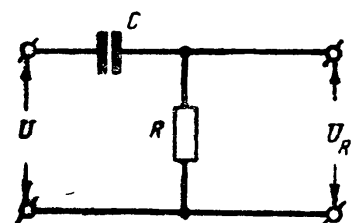


Рис. 2.1

Обратимся к анализу простейшей цепочки RC . Положим, что к зажимам цепочки приключено переменное напряжение U , а с активного сопротивления R снимается напряжение U_R (рис. 2.1).

Найдём отношение напряжений U_R и U . Ток, протекающий по цепочке, очевидно, равен

$$I = \frac{U}{R - ix}, \quad (2.1)$$

где

$$x = \frac{1}{\omega C}.$$

Падение напряжения на активном сопротивлении R равно

$$U_R = IR.$$

Подставив сюда значение I из ф-лы (2.1), имеем после очевидных преобразований

$$\frac{U_R}{U} = \frac{1}{1 - i \frac{x}{R}}.$$

Обозначая $\frac{x}{R} = A$ и освобождаясь от мнимости в знаменателе, приходим к следующему:

$$\frac{U_R}{U} = \frac{1 + iA}{1 + A^2}$$

или окончательно

$$\frac{U_R}{U} = \frac{1}{\sqrt{1 + A^2}} e^{i \operatorname{arc} \operatorname{tg} A}. \quad (2.2)$$

В полученном выражении исследуем две характерные точки. Положим, что параметры цепочки выбраны так, что при угловой частоте переменного тока, питающего цепочку, ω_0 справедливо следующее отношение:

$$\frac{1}{\omega_0 C} = R.$$

В этом случае, очевидно, $A = \frac{1}{\omega_0 CR} = 1$ и из ф-лы (2.2) следует, что

$$\frac{U_R}{U} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i 45^\circ}.$$

Далее допустим, что между элементами цепочки имеет место следующее неравенство:

$$R \gg x.$$

Если это неравенство сильно выражено, то, очевидно, величина A существенно меньше единицы и в предельном случае (при $A \rightarrow 0$) ф-ла (2.2) принимает следующий вид:

$$\frac{U_R}{U} \approx 1e^{i0}.$$

Таким образом, при включении цепочки RC согласно рис. 2.1 путём изменения соотношения её элементов в пределах от $x=R$ до $x \ll R$ можно изменять фазовый сдвиг между напряжениями на входе (U) и выходе (U_R) схемы от 45° до 0° .

Теперь обратимся к анализу цепочки RC , включённой согласно рис. 2.2. В этом случае напряжение на выходе схемы (напряжение на конденсаторе C) равно

$$U_C = -iI x.$$

Подставляя сюда значение I из ф-лы (2.1), проделывая преобразования, аналогичные выполненным выше, получаем следующее выражение для отношения напряжений U_C и U :

$$\frac{U_C}{U} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{A^2}}} e^{-i \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{1}{A}}. \quad (2.3)$$

Здесь так же, как и в ф-ле (2.2), буквой A обозначено отношение сопротивлений x и R :

$$A = \frac{x}{R} = \frac{1}{\omega CR}.$$

Проанализируем выражение (2.3) для тех же характерных точек, для которых анализировалось отношение (2.2).

Для первой точки, отвечающей равенству сопротивлений, образующих цепочку, $x=R$, получаем очевидное соотношение напряжений на выходе и входе

$$\frac{U_C}{U} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i 45^\circ}.$$

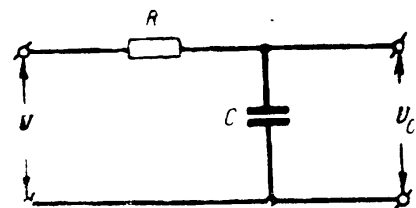


Рис. 2.2

Вторая характерная точка, при которой имеет место неравенство

$$R \gg x,$$

даёт следующее соотношение между напряжениями на выходе и входе схемы:

$$\frac{U_C}{U} \approx A e^{-i 90^\circ}.$$

Итак, при изменении соотношения между сопротивлениями R и x цепочки рис. 2.2 в пределах от $x=R$ до $x \ll R$ можно менять фазовый угол между напряжениями на выходе и входе схемы в интервале от -45° до -90° .

В заключение анализа возможностей, которые даёт использование простейшей цепочки RC , рассмотрим схему включения, показанную на рис. 2.3. В данном случае напряжения, сдвигаемые по фазе, снимаются с точек схемы AO и BO .

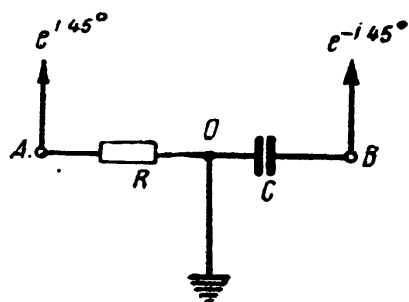


Рис. 2.3

Напряжение между точками AO — напряжение на активном сопротивлении R — равно

$$U_R = IR;$$

аналогично напряжение между точками BO — напряжение на ёмкости C

$$U_C = -ix.$$

Отсюда отношение напряжений U_R и U_C равно

$$\frac{U_R}{U_C} = i \frac{R}{x}.$$

Учитывая, что $\frac{R}{x} = \frac{1}{A} = \omega CR$, имеем окончательно

$$\frac{U_R}{U_C} = \omega CR e^{i90^\circ}. \quad (2.4)$$

Полученная формула показывает, что включение цепочки согласно рис. 2.3 обеспечивает фазовый сдвиг между напряжениями U_R и U_C на 90° вне зависимости от соотношения сопротивлений x и R . Однако в том случае, когда желательно получить два напряжения, сдвинутые между собой на 90° , но равные по величине, следует выбирать параметры цепочки так, чтобы обеспечить равенство $x=R$ или, иначе, $\omega_0 CR=1$. При этом условии выражение (2.4) принимает вид

$$\frac{U_R}{U_C} = 1 e^{i90^\circ},$$

т. е. между точками AO и BO схемы рис. 2.3 получаются напряжения, равные по величине и сдвинутые по фазе на угол 90° .

Закончив этим рассмотрение элементарной цепочки RC , покажем возможности практического использования полученных выше результатов.

Включение цепочки согласно рис. 2.1 и 2.2 при соблюдении условия $A=1$, обеспечивая получение дополнительного фазового сдвига $\pm 45^\circ$, позволяет устранить неопределённость при измерении угла сдвига фаз по интерференционным фигурам. Вклю-

чение по схеме рис. 2.2 при соблюдении условия $R \gg x$ или, иначе, $A \rightarrow 0$ позволяет получить фазовый сдвиг между напряжениями на выходе и на входе схемы, близким к 90° , однако при этом напряжение на выходе схемы [см. ф-лу (2.3)] существенно меньше напряжения на её входе.

Эта схема и особенно схема рис. 2.3, обеспечивающие получение фазового сдвига в 90° , могут применяться для получения круговой траектории движения светового пятна на экране электронно-лучевой трубки (например, в фазометре с синхронным управлением). Следует отметить, что хотя обе схемы (рис. 2.2 и 2.3) позволяют получить фазовый сдвиг 90° , всё же для получения круговой траектории предпочитают пользоваться схемой рис. 2.3, обеспечивающей фазовый сдвиг 90° при равенстве напряжений, поступающих к отклоняющим пластинам трубки.

В заключение этого параграфа остановимся ещё на элементарной схеме, позволяющей получить постоянное значение фазового сдвига, равное 180° . Эта схема (рис. 2.4), весьма часто встречающаяся в практике, состоит из трансформатора, вторичная обмотка которого имеет средний вывод. Совершенно очевидно, что напряжения, снимаемые с точек OA и OB схемы, будут сдвинуты по фазе на 180° . При отсутствии трансформатора со средней точкой можно использовать обычный трансформатор, создав у него искусственную среднюю точку. Последнее осуществляется путём замыкания вторичной обмотки трансформатора на потенциометр (рис. 2.5). В этой схеме, так же как и в схеме рис. 2.4, напряжения, снимаемые с точек OA и OB схемы, сдвинуты по фазе на 180° . Схема с потенциометром позволяет

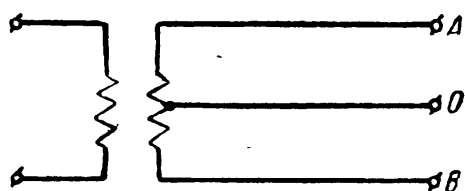


Рис. 2.4

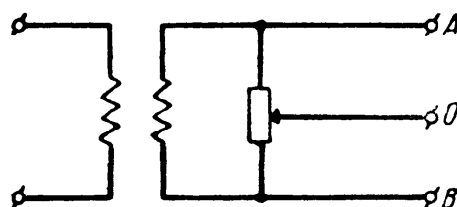


Рис. 2.5

весьма точно (передвижением ползунка потенциометра) установить равенство напряжений, снимаемых с точек OA и OB .

Получение постоянного фазового сдвига в 180° имеет исключительное значение в схемах самовозбуждающихся ламповых генераторов. В этих схемах получение необходимого фазового сдвига достигается различного рода комбинациями колебательных контуров или цепочек типа RC . Подобного рода схемы и цепочки рассмотрены в гл. 4.

Неменьшее значение имеют методы получения постоянного фазового сдвига в 180° и при построении различных схем компенсации; здесь, помимо приведённого выше использования среднего вывода вторичной обмотки трансформатора, находит

широкое применение средний вывод катушки колебательного контура, а также средний вывод, образованный при замене конденсатора контура эквивалентной ёмкостью, образованной двумя последовательно соединёнными конденсаторами (обычно одинаковой ёмкости). Этим вопросам будет посвящён § 5 гл. 5.

§ 2.2. Получение переменного сдвига фаз до 180°

Схемы или устройства, позволяющие плавно менять фазу подводимого к ним напряжения, так называемые фазовращатели, состоят обычно из комбинаций переменных и постоянных активных и реактивных сопротивлений, включаемых по схеме моста. На рис. 2.6 показана простейшая схема фазовращателя, состоящая из трёх активных сопротивлений R , R_1 и R_2 и конденсатора C ; единственным переменным элементом фазовращателя является сопротивление R .

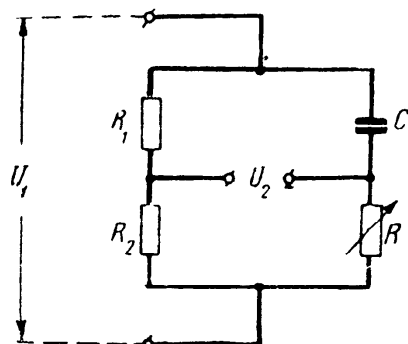


Рис. 2.6

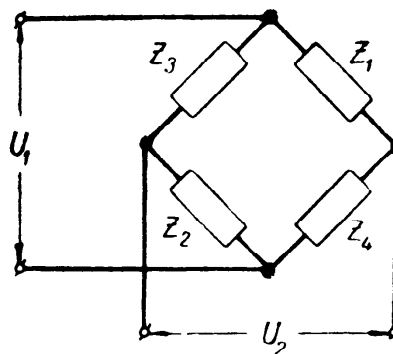


Рис. 2.7

Вычертив схему фазовращателя рис. 2.6 в общем виде (рис. 2.7), убеждаемся в том, что этот фазовращатель представляет собой схему четырёхполюсника мостикового типа. Таким образом, к анализу схемы фазовращателя может быть приложена теория четырёхполюсника. Из этой теории известны (О. Р. стр. 361¹⁾ следующие уравнения, связывающие напряжения и токи на входе четырёхполюсника (U_1, I_1) и на его выходе (U_2, I_2):

$$U_1 = A_{11} U_2 + A_{12} I_2, \quad (2.5)$$

$$I_1 = A_{21} U_2 + A_{22} I_2. \quad (2.6)$$

Здесь, как известно, коэффициенты A с соответствующими индексами являются коэффициентами общей матрицы четырёхполюсника.

Обычно фазовращатель включается между ступенями ламповой схемы и его выходные зажимы присоединяются к точкам сетка — нить одной из ламп схемы. Поэтому выходные зажимы четырёхполюсника можно считать разомкнутыми (или замкнутыми на весьма большое сопротивление) и принять в

¹⁾ Здесь и в дальнейшем подобным образом сделаны ссылки на книгу «Основы радиотехники» Б. П. Асеева (Связьиздат, 1947).

ур-ниях (2.5) и (2.6) значение выходного тока I_2 равным нулю. Это существенно упрощает анализ, приводя уравнения к следующему виду:

$$\begin{aligned} U_1 &= A_{11} U_2, \\ I_1 &= A_{21} U_2. \end{aligned}$$

Из этих уравнений получаются весьма простые формулы для определения передаточного числа (отношения напряжений на входе четырёхполюсника U_1 к напряжению на его выходе U_2)

$$\frac{U_1}{U_2} = A_{11} \quad (2.7)$$

и входного сопротивления (отношения напряжения на входе четырёхполюсника U_1 к входному току I_1)

$$\frac{U_1}{I_1} = \frac{A_{11}}{A_{21}}. \quad (2.8)$$

Таким образом, анализ работы фазовращателя сводится к нахождению коэффициента A_{11} и A_{21} общей матрицы четырёхполюсника, к которому может быть приведена схема исследуемого фазовращателя.

Для рассматриваемой схемы фазовращателя (рис. 2.6), приведённой к схеме мостикового четырёхполюсника (рис. 2.7), получаем из таблиц (см. приложение) следующее значение для коэффициента A_{11} :

$$A_{11} = \frac{(Z_1 + Z_4)(Z_2 + Z_3)}{Z_3 Z_4 - Z_1 Z_2}. \quad (2.9)$$

Обратимся к установлению связи этого коэффициента с параметрами фазовращателя. Из рис. 2.6 и 2.7 следует, что

$$Z_1 = \frac{1}{i\omega C}; \quad Z_2 = R_2; \quad Z_3 = R_1 \text{ и } Z_4 = R.$$

Подставляя эти значения в ф-лу (2.9), имеем

$$A_{11} = \frac{\left(\frac{1}{i\omega C} + R\right)(R_2 + R_1)}{R_1 R - \frac{R_2}{i\omega C}} = \frac{\left(1 + \frac{1}{i\omega CR}\right)\left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right)}{\left(1 - \frac{1}{i\omega CR} \cdot \frac{R_2}{R_1}\right)}.$$

Введём далее следующие обозначения:

$$k = \frac{1}{\omega CR} \text{ и } a = \frac{R_2}{R_1}.$$

Тогда выражение для A_{11} принимает вид

$$A_{11} = \frac{(1 - ik)(1 + a)}{1 + ika}.$$

Проделявая с полученным выражением алгебраические преобразования и освобождаясь от мнимости в знаменателе, приходим к следующему:

$$A_{11} = \frac{(1+a)(1-ak^2)}{1+a^2k^2} - i \frac{k(1+a)^2}{1+a^2k^2} = A - iB. \quad (2.10)$$

Учитывая, что A_{11} равно передаточному числу

$$A_{11} = \frac{U_1}{U_2},$$

получаем из выражения (2.10) модуль и фазовый угол передаточного числа:

$$A_{11} = \sqrt{A^2 + B^2}, \quad \varphi = -\arctg \frac{B}{A}.$$

Таким образом,

$$\frac{U_1}{U_2} = A_{11} = \sqrt{A^2 + B^2} e^{-i \arctg \frac{B}{A}}.$$

Подставляя сюда значения A и B и проделявая элементарные, но достаточно громоздкие преобразования, получаем модуль передаточного числа:

$$A_{11} = \frac{1+a}{1+a^2k^2} \sqrt{1+k^2(1+a^2)+k^4a^2} \quad (2.11)$$

фазовый угол

$$\varphi = -\arctg \frac{(1+a)k}{1-ak^2}. \quad (2.12)$$

Полученное выражение для модуля передаточного числа показывает, что оно является функцией сопротивления R (скрыто в величине k) и, следовательно, напряжение на выходе фазовращателя будет меняться при регулировке фазового сдвига, создаваемого фазовращателем.

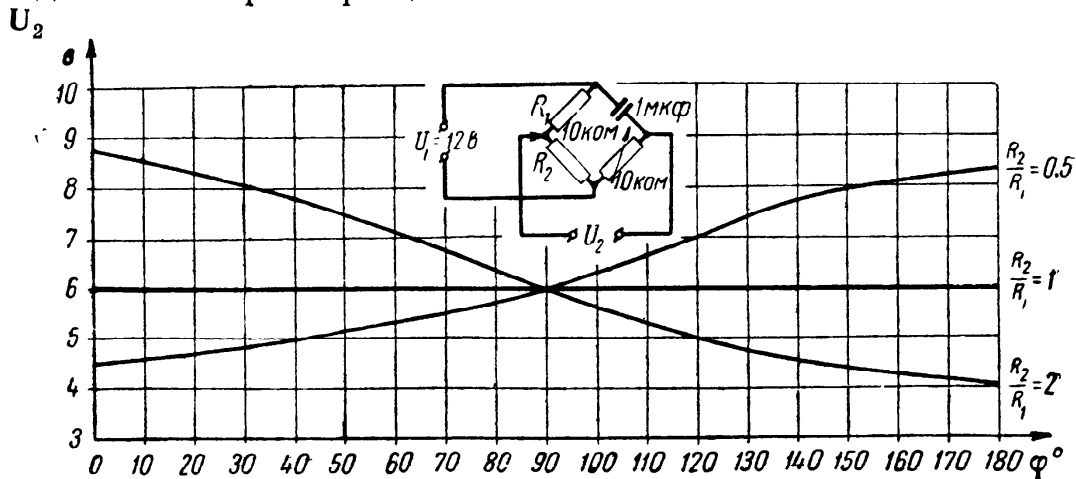


Рис. 2.8

Экспериментально снятые кривые (рис. 2.8) показывают, что характер изменения напряжения на выходе фазовращателя

при регулировке фазового сдвига определяется величиной a , т. е. соотношением сопротивлений R_2 и R_1 . Из этого рисунка следует, что при $a=1$ напряжение на выходе фазовращателя при регулировке фазы (изменении сопротивления R) остаётся постоянным и равным половине напряжения на его входе.

К этим же выводам нетрудно придти, анализируя выражение для модуля передаточного числа [ф-ла (2.11)]. В самом деле, полагая в этой формуле $a=1$, имеем

$$A_{11} = \frac{2}{1+k^2} \sqrt{1+2k^2+k^4} = 2.$$

Итак, если сопротивления R_1 и R_2 равны между собой ($a=1$), передаточное число фазовращателя не зависит от его регулировки (изменения величины k) и численно равно 2. Вследствие этого при изготовлении фазовращателя выбирают сопротивления плеч R_1 и R_2 равными. При соблюдении этого условия существенно упрощается и выражение для фазового угла φ :

$$\varphi = -\arctg \frac{2k}{1-k^2}. \quad (2.13)$$

Из полученного выражения следует, что при $k=1$ фазовый сдвиг, создаваемый фазовращателем, равен 90° , а крайние значения для k ($k \rightarrow 0$ и $k \rightarrow \infty$) отвечают соответственно $\varphi=180^\circ$ и $\varphi=0^\circ$. На рис. 2.9 показаны вычисленная по ф-ле (2.13) и экспериментально снятая (сплошная линия) кривые $\varphi = \psi(k)$ или, иначе, $\varphi = \gamma(R)$.

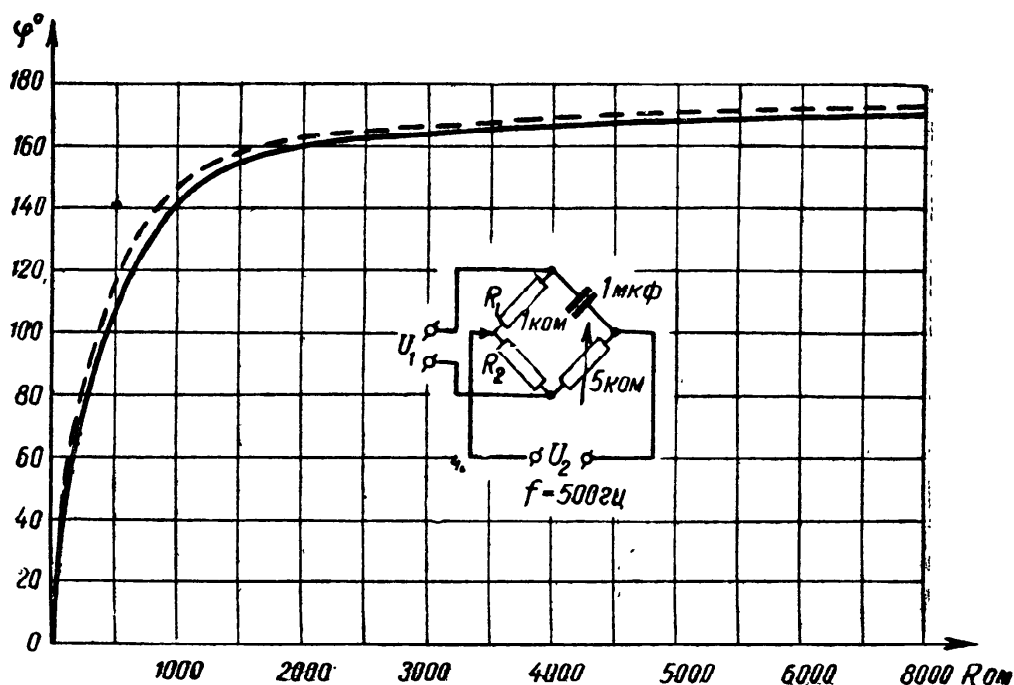


Рис. 2.9

Подводя итог изложенному выше, заключаем, что при рационально сконструированном фазовращателе (при $a=1$) мож-

но плавно регулировать фазу напряжения на выходе в пределах от 0 до 180° , при этом напряжение на выходе не зависит от регулировки фазовращателя и численно равно половине напряжения, подаваемого на вход фазовращателя.

Весьма наглядно работа фазовращателя может быть пояснена на векторной диаграмме (рис. 2.10). На этом рисунке диаметр окружности AB представляет собой напряжение на входе фазовращателя U_1 ; это напряжение может быть представлено суммой падения напряжения на сопротивлениях R_1 и R_2 .

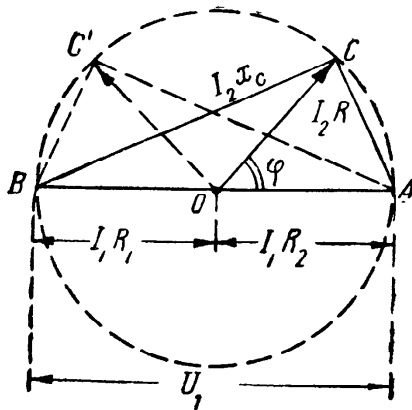


Рис. 2.10

Полагая эти сопротивления равными, получаем равенство падений напряжения $I_1 R_1$ и $I_1 R_2$; это последнее обеспечивает расположение точки O в центре окружности. Параллельно сопротивлениям R_1 и R_2 включена цепочка RC , на зажимах которой также действует входное напряжение U_1 . В данном случае это напряжение представляет собой геометрическую сумму падения напряжения на конденсаторе $I_2 X_C$ и на сопротивлении $I_2 R$. Напряжение на выходе фазовращателя U_2 , очевидно, представится вектором OC , равным половине входного напряжения (диаметра AB) и сдвинутым по отношению к нему на угол φ .

Теперь проследим, как будет меняться положение вектора OC при изменении сопротивления R в фазовращателе. Положим, что сопротивление R существенно увеличено; это вызовет увеличение падения напряжения на сопротивлении R и соответственно уменьшение падения напряжения на ёмкости C цепочки RC . В результате этого треугольник ACB обратится в треугольник $AC'B$ и вектор напряжения на выходе фазовращателя U_2 представится вектором OC' , величина которого по-прежнему равна половине входного напряжения U_1 , но фаза существенно отлична от первого случая (треугольника ACB).

Из векторной диаграммы следует, что при $R \rightarrow \infty$ вектор OC займёт положение, совпадающее с отрезком OB , и, следовательно, напряжение на выходе фазовращателя U_2 будет равно половине напряжения на входе U_1 при фазовом сдвиге между этими напряжениями, равном 180° . При уменьшении сопротивления R цепочки RC вектор OC , перемещаясь в направлении по часовой стрелке и скользя своим концом по окружности, займёт при $R \rightarrow 0$ положение, совпадающее с отрезком OA , что будет отвечать фазовому сдвигу между напряжениями U_1 и U_2 , равному 0° .

Итак, векторная диаграмма рис. 2.10 подтверждает результаты, полученные аналитически, а именно: если соотношение сопротивлений R_2 и R_1 равно единице, то при изменении сопро-

тивления R от нуля до бесконечности имеется возможность получения фазового сдвига между напряжениями U_1 и U_2 от 0 до 180° при независимости выходного напряжения от регулировки фазовращателя (отношение напряжений $\frac{U_1}{U_2}$ равно 2).

Векторная диаграмма также позволяет проследить работу фазовращателя при условии $\frac{R_2}{R_1} \neq 1$ и тем подтвердить справедливость экспериментальных кривых рис. 2.8.

Векторные диаграммы, показанные на рис. 2.11 и 2.12, построены для случаев, когда отношения сопротивлений R_2 и R_1 равны 0,5 и 2 соответственно; в данном случае точка O , вокруг которой вращается вектор OC при регулировке фазовращателя, будет расположена либо правее (рис. 2.11), либо левее центра (рис. 2.12). В соответствии с изменением положения точки O , меняется характер поведения выходного напряжения U_2 при регулировке фазовращателя.

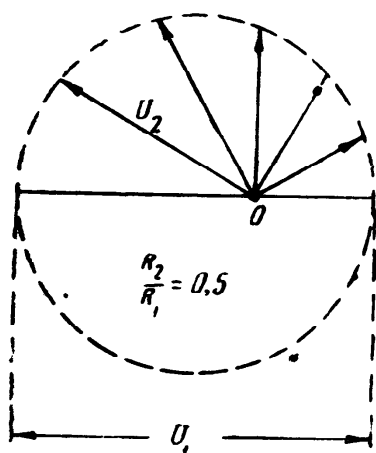


Рис. 2.11

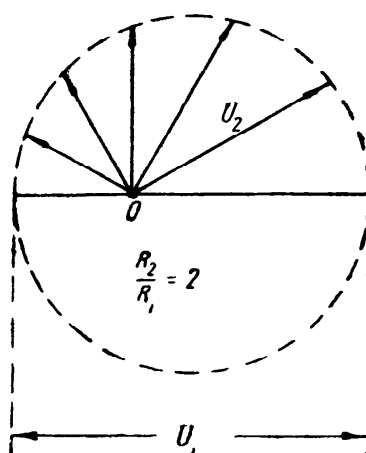


Рис. 2.12

Векторные диаграммы полностью подтверждают характер кривых рис. 2.8. В самом деле, при $\frac{R_2}{R_1} = 2$, как это следует из диаграммы рис. 2.12 и 2.8, напряжение на выходе фазовращателя при фазовом сдвиге между напряжениями U_1 и U_2 , равном 180° , в два раза меньше того же напряжения для фазового сдвига, равного 0° . При соотношении сопротивлений R_2 и R_1 , равном 0,5, картина меняется и теперь (рис. 2.11 и 2.8) выходное напряжение U_2 , отвечающее фазовому сдвигу 0° , в два раза меньше выходного напряжения, соответствующего фазовому сдвигу 180° .

Что касается входного сопротивления фазовращателя, то его, как это показано на стр. 49, можно легко определить если известны коэффициенты A_{11} и A_{21} общей матрицы четырёхполюсника, к которому может быть приведён данный фазовращатель. Однако в данном случае окончательная формула для входного

сопротивления фазовращателя достаточно сложна и не отличается наглядностью. Вследствие этого аналитическое выражение для входного сопротивления фазовращателя будет получено для другой схемы (рис. 2.13); здесь же мы ограничимся только рассмотрением частных случаев.

Из схемы фазовращателя рис. 2.6 следует, что при $R \rightarrow \infty$ входное сопротивление будет активным и практически равным сумме сопротивлений R_1 и R_2 ; в другом крайнем случае ($R \rightarrow 0$) входное сопротивление будет комплексным и равным сопротивлению цепи, состоящей из последовательно соединённых сопротивлений R_1 и R_2 с параллельно подключённой к ним ёмкостью C ,

$$\frac{(R_1 + R_2) \frac{1}{i \omega C}}{R_1 + R_2 + \frac{1}{i \omega C}}$$

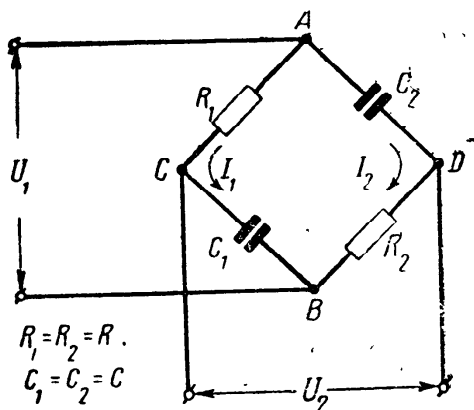


Рис. 2.13

Рассмотрим ещё одну схему фазовращателя, позволяющего плавно менять фазу в пределах $0 \div 180^\circ$ (рис. 2.13). Этот фазовращатель состоит из двух цепочек RC , включённых по схеме моста, в одну из диагоналей которого поступает входное напряжение U_1 , а от другой диагонали отбирается сдвинутое по фазе выходное напряжение U_2 .

Вычертив эквивалентную схему фазовращателя (рис. 2.14), подбираем соответствующий ей четырёхполюсник (см. приложение) и из относящихся к нему таблиц находим выражение для коэффициента A_{11} общей матрицы:

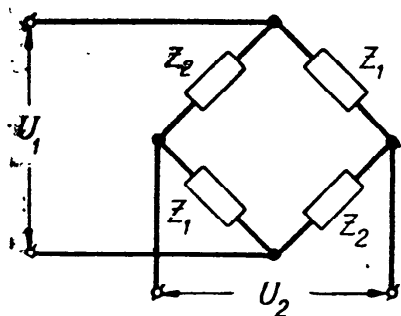


Рис. 2.14

$$A_{11} = \frac{Z_1 + Z_2}{Z_2 - Z_1}. \quad (2.14)$$

Учитывая, что обычно сопротивления и ёмкости накрест лежащих плеч моста равны ($R_1 = R_2 = R$ и $C_1 = C_2 = C$), имеем следующие выражения для Z_1 и Z_2 :

$$Z_1 = \frac{1}{i \omega C} \text{ и } Z_2 = R.$$

Подставляя эти значения в выражение (2.14), получаем

$$A_{11} = \frac{R + \frac{1}{i \omega C}}{R - \frac{1}{i \omega C}} = \frac{\left(R^2 - \frac{1}{\omega^2 C^2}\right) - i \frac{2R}{\omega C}}{R^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}$$

Продельвая очевидные преобразования

$$A_{11} = \frac{1 - \frac{1}{\omega^2 C^2 R^2}}{1 + \frac{1}{\omega^2 C^2 R^2}} - i \frac{2}{R \omega C \left(1 + \frac{1}{\omega^2 C^2 R^2}\right)}$$

и вводя известное обозначение $k = \frac{1}{\omega CR}$, приходим к окончательному выражению:

$$A_{11} = \frac{1 - k^2}{1 + k^2} - i \frac{2k}{1 + k^2} = A - iB.$$

Из этого выражения легко найти как модуль, так и фазу передаточного числа. В самом деле, модуль

$$A_{11} = \frac{U_1}{U_2} = \sqrt{A^2 + B^2} = 1 \quad (2.15)$$

и фаза

$$\varphi = -\arctg \frac{B}{A} = -\arctg \frac{2k}{1 - k^2}. \quad (2.16)$$

Обращаясь к формулам для A_{11} и φ , мы видим, что фазовращатель данного типа имеет фазовую характеристику, аналогичную характеристике для предыдущего типа фазовращателя, отличающегося передаточным числом. Передаточное число в данном фазовращателе (при условии равенства ёмкостей C в плечах и при условии, что изменение фазы осуществляется одновременным изменением сопротивлений других плеч) равно единице и не зависит от регулировки фазовращателя. Это является преимуществом данной схемы по сравнению со схемой рис. 2.6, так как поворот фазы не сопровождается потерей напряжения.

Так же, как и в предыдущем случае, весьма наглядное представление о работе фазовращателя даёт его векторная диаграмма. Эта диаграмма показана на рис. 2.15. Здесь диаметр AB окружности представляет собой входное напряжение U_1 ; это напряжение приложено к обеим цепочкам RC . В соответствии с этим напряжение U_1 создаёт на элементах первой цепочки падения напряжения $I_1 R_1$ и $I_1 X_{C1}$; векторная диаграмма для этой части фазовращателя характеризуется прямоугольным треугольником ACB .

Но, с другой стороны, это же напряжение U_1 создаёт на элементах второй цепочки соответственные падения напряжения $I_2 R_2$ и $I_2 X_{C2}$; векторная диаграмма этой части фазовращателя также определяется прямоугольным треугольником — в данном случае треугольником ADB .

Таким образом, полная векторная диаграмма фазовращателя определяется прямоугольником $ACBD$, вписанным в ок-

ружность. Выходное напряжение U_2 , как это следует из схемы рис. 2.13, снимается с точек CD и, следовательно, на векторной диаграмме это напряжение представляется диаметром CD ; фазовый сдвиг φ между напряжениями U_1 и U_2 определяется на диаграмме рис. 2.15 углом между диаметрами AB и CD .

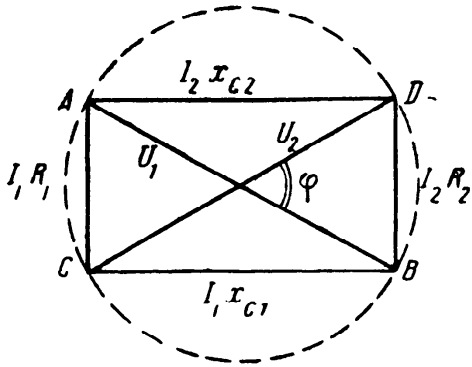


Рис. 2.15

Векторная диаграмма подтверждает аналитически полученный вывод о равенстве входного U_1 и выходного U_2 напряжений в фазовращателе данного типа.

Что касается пределов изменения фазового угла, то и здесь векторная диаграмма подтверждает аналитически полученную ф-лу (2.16). В самом деле, из ф-лы (2.16) следует, что при $R_1=R_2 \rightarrow \infty$ фазовый угол $\varphi \rightarrow 180^\circ$; далее при $R_1=R_2 = x_{C1} = x_{C2}$ фазовый угол равен 90°

и, наконец, при $R_1=R_2 \rightarrow 0$ фазовый угол $\varphi \rightarrow 0^\circ$ (так как в первом случае $k \rightarrow 0$, во втором $k=1$ и в третьем $k \rightarrow \infty$).

Пользуясь векторной диаграммой, мы приходим к аналогичному выводу. Для большей наглядности векторная диаграмма рис. 2.15 вычерчена отдельно для указанных трёх случаев (рис. 2.16 а, б, в). Рисунок 2.16а отвечает условию $R_1=R_2 \gg x_{C1} = x_{C2}$, при котором фазовый угол φ близок к 180° ; рис. 2.16б соответствует $R_1=R_2 = x_{C1} = x_{C2}$, когда фазовый угол

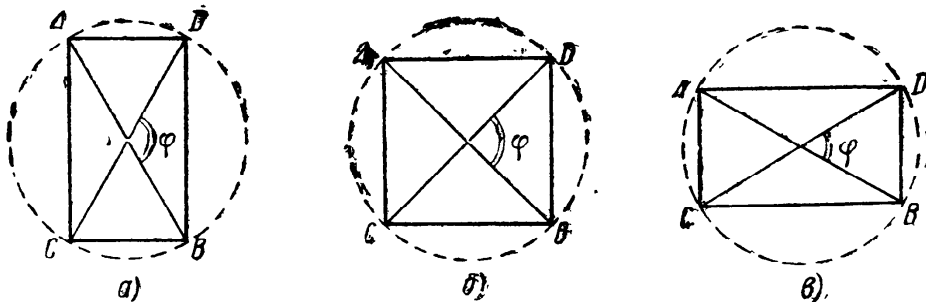


Рис. 2.16

принимает значение, равное 90° ; наконец, рис. 2.16в представляет векторную диаграмму фазовращателя для случая, когда $R_1=R_2 \ll x_{C1} = x_{C2}$; в этом последнем случае фазовый сдвиг близок к 0° .

Итак, диаграммы рис. 2.16а, б и в показывают, что при регулировке фазовращателя путём одновременного изменения сопротивлений его плеч можно изменять фазовый сдвиг между входным и выходным напряжениями в пределах от 0° до 180° , причём при изменении фазового сдвига в указанных пределах.

соотношение между напряжениями U_1 и U_2 сохраняется постоянным и равным единице.

Входное сопротивление фазовращателя данного типа, как известно (см. стр. 49), равно отношению коэффициентов A_{11} и A_{21} общей матрицы данного четырёхполюсника. Из таблиц соответствующих коэффициентов (см. приложение), следует, что

$$A_{11} = \frac{Z_1 + Z_2}{Z_2 - Z_1} \text{ и } A_{21} = \frac{2}{Z_2 - Z_1}.$$

Отсюда очевидно

$$\frac{A_{11}}{A_{21}} = \frac{Z_1 + Z_2}{2}.$$

Но для данного четырёхполюсника (фазовращателя):

$$Z_1 = \frac{1}{i\omega C} = -i x_C \text{ и } Z_2 = R,$$

следовательно, его входное сопротивление

$$\frac{A_{11}}{A_{21}} = \frac{R}{2} - i \frac{x_C}{2}.$$

Определяя модуль и фазу правой части полученного выражения, имеем

$$\frac{A_{11}}{A_{21}} = 0,5 \sqrt{R^2 + x_C^2} e^{-i \operatorname{arctg} \frac{x_C}{R}}.$$

Для выяснения характера изменения входного сопротивления фазовращателя рассмотрим три случая для соотношения сопротивлений R и x_C :

при $R \rightarrow 0$

$$\frac{A_{11}}{A_{21}} = 0,5 x_C e^{-i 90^\circ},$$

при $R = x_C$

$$\frac{A_{11}}{A_{21}} = 0,707 R e^{-i 45^\circ} = 0,707 x_C e^{-i 45^\circ},$$

наконец, при $R \rightarrow \infty$

$$\frac{A_{11}}{A_{21}} = 0,5 R e^{-i 0^\circ}.$$

Таким образом, входное сопротивление фазовращателя при его регулировке меняется в пределах от $0,5R$ до $0,5x_C$.

Следует отметить, что рассмотренным выше фазовращателям мостикового типа свойственен тот недостаток, что их входные и выходные зажимы не должны иметь гальванического соединения. В большинстве же схем, в которые приходится

включать фазовращатель, необходимо, чтобы один входной и один выходной зажимы фазовращателя были бы приключены к общей, так называемой нулевой, точке схемы. Для осуществления такого способа включения и вместе с тем устранения указанного выше гальванического соединения прибегают к развязыванию входных и выходных цепей фазовращателя при помощи трансформатора.

Практически это достигается путём подачи напряжения к входным зажимам фазовращателя не непосредственно, а через трансформатор; те же результаты будут получены и в том случае, когда выходное напряжение фазовращателя поступает в схему не непосредственно с его выходных зажимов, а также через трансформатор.

При включении на вход или выход фазовращателя трансформатора работа фазовращателя не нарушается: он по-прежнему позволяет менять фазовый сдвиг между его входным и выходным напряжениями в интервале $0 \div 180^\circ$. Для получения характеристики фазовращателя в соответствии с рис. 2.9 требуется надлежащее включение концов обмоток трансформатора; это обычно осуществляется экспериментально при испытании собранной схемы фазовращателя.

§ 2.3. Получение переменного сдвига фаз до 360°

Наиболее простым способом получения фазового сдвига более 180° является ступенчатое включение фазовращателей (рис. 2.17). В данном случае к фазовому сдвигу φ_1 , создаваемому первым фазовращателем, добавляется фазовый сдвиг φ_2 ,

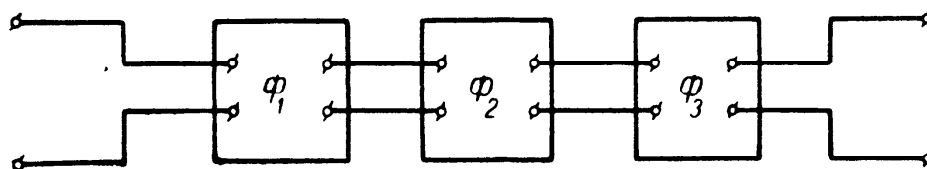


Рис. 2.17

получаемый во втором фазовращателе, и т. д. Практически для получения фазового сдвига до 360° бывает достаточно ступенчатого включения трёх фазовращателей одного из описанных в предыдущем параграфе типов.

Ступенчатое включение фазовращателей, обеспечивая получение фазового сдвига до 360° , представляет собой при практическом использовании достаточно сложную схему, требующую учитывать влияние отдельных её звеньев друг на друга и т. п. Вследствие этого такое включение обычно применяют только в лабораторных схемах и эту схему сочетают с схемой фазометра, позволяющего фиксировать фазовый сдвиг между

напряжениями на входе и выходе схемы (так как непосредственная градуировка ступенчато включённых фазовращателей достаточно сложна).

Следует отметить, что известного расширения пределов изменения фазового сдвига, даваемого одним фазовращателем

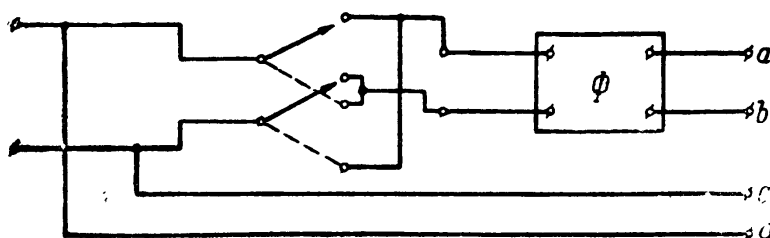


Рис. 2.18

(не прибегая к ступенчатому включению), можно достигнуть изменением фазы питающего фазовращатель напряжения на 180° . Включение согласно рис. 2.18 позволяет менять фазовый сдвиг между напряжениями, снимаемыми с зажимов ab и cd , почти на 360° . Так как фазовращатель Φ , собранный, скажем, по одной из схем, описанных в предыдущем параграфе, позволяет изменять фазовый сдвиг в интервале, меньшем, чем $0 \div 180^\circ$, то при включении согласно рис. 2.18 фазовый сдвиг будет меняться в пределах $0 \div 360^\circ$ не непрерывно, а с разрывами, определяемыми качеством работы самого фазовращателя.

Существуют, однако, специальные схемы фазовращателей, позволяющие осуществить фазовый сдвиг до 360° более простым способом, нежели ступенчатое включение фазовращателей. Рассмотрим в первую очередь фазовращатель гониометрического типа.

Основным элементом этого фазовращателя является гониометр (рис. 2.19), состоящий из четырёх симметрично расположенных катушек (L_1, L_1 , и L_2, L_2), в поле которых находится подвижная катушка L_3 . Катушки L_1, L_1 и L_2, L_2 соединены последовательно и каждая группа (L_1, L_1 и L_2, L_2) питается напряжениями, сдвинутыми по фазе на 90° .

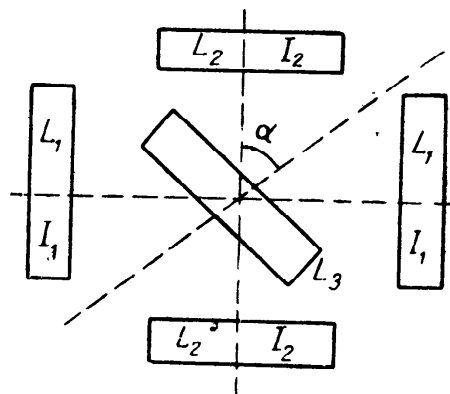


Рис. 2.19

Электрическая схема фазовращателя показана на рис. 2.20. Напряжение, фазу которого необходимо сдвинуть, поступает к зажимам NM схемы; к этим же точкам приключается одна диагональ ab симметричного фазовращателя, с другой диагонали которого (точки cd) снимается напряжение, сдвинутое по фазе на 90° . Для получения этого сдвига, как известно, элементы

фазовращателя должны при заданной частоте обеспечивать равенство сопротивлений R и $x_C = \frac{1}{\omega C}$.

Пары катушек L_1, L_1 и L_2, L_2 обозначены на электрической схеме рис. 2.20, как катушки L_1 и L_2 ; поскольку катушка L_1 приключена к зажимам cd фазовращателя, а катушка L_2 — к зажимам ab или, иначе, к зажимам NM , к которым поступает переменное напряжение, питание катушек L_1 и L_2 осуществляется напряжениями, сдвинутыми по фазе на 90° .

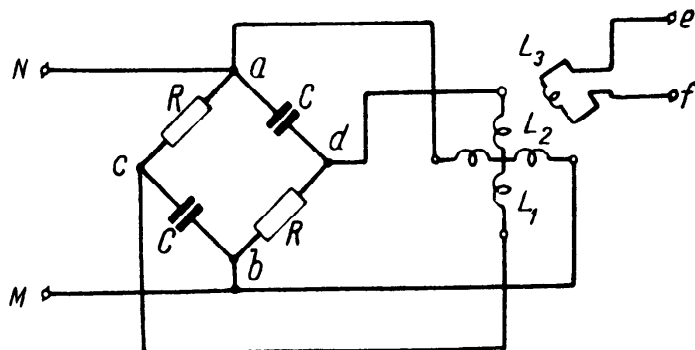


Рис. 2.20

Положим, что пара последовательно соединённых катушек L_1 обтекается током i_1 :

$$i_1 = I_1 \sin \omega t, \quad (2.17)$$

а вторая пара катушек L_2 — током i_2 :

$$i_2 = I_2 \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) = I_2 \cos \omega t. \quad (2.18)$$

Токи, протекающие по парам катушек L_1 и L_2 , создают взаимно-перпендикулярные магнитные поля, пересекающие витки подвижной катушки L_3 . Наводимые в результате этого эдс взаимной индуктивности будут, очевидно, равны:

эдс взаимной индуктивности за счёт поля катушек L_1 , обтекаемых током i_1 ,

$$e_1 = -M_1 \sin \alpha \frac{di_1}{dt};$$

эдс взаимной индуктивности за счёт поля катушек L_2 , обтекаемых током i_2 ,

$$e_2 = -M_2 \cos \alpha \frac{di_2}{dt}.$$

Таким образом, суммарная эдс взаимной индуктивности e , наводимая в катушке L_3 обеими парами неподвижных катушек гониометра, равна

$$e = e_1 + e_2 = -M_1 \sin \alpha \frac{di_1}{dt} - M_2 \cos \alpha \frac{di_2}{dt}.$$

Подставив сюда значения токов i_1 и i_2 из выражений (2.17) и (2.18) и полагая, что в силу симметрии конструкции неподвижных катушек гониометра $M_1 = M_2 = M$ и что элементы

электрической схемы гониометра обеспечивают равенство токов в парах неподвижных катушек $I_1 = I_2 = I$, приходим к следующему:

$$e = \omega MI (\sin \omega t \cdot \cos \alpha - \cos \omega t \cdot \sin \alpha).$$

Пользуясь тригонометрическими соотношениями, получаем окончательную формулу для величины эдс взаимной индуктивности в подвижной катушке гониометра L_3

$$e = \omega MI \sin(\omega t - \alpha). \quad (2.19)$$

Полученное выражение показывает, что при изменении угла поворота подвижной катушки α соответственно меняется фаза напряжения на выходных зажимах ef (рис. 2.20) фазовращателя. Поскольку подвижная катушка может занимать любые положения в пределах $0 \div 360^\circ$, то, очевидно, данная схема фазовращателя позволяет менять фазовый сдвиг между исследуемыми напряжениями от 0 до 360° .

Рассмотрим ещё одну схему фазовращателя, позволяющего поворачивать фазу до 360° . Фазовращатель данного типа (рис. 2.21) так же, как и фазовращатель гониометрического

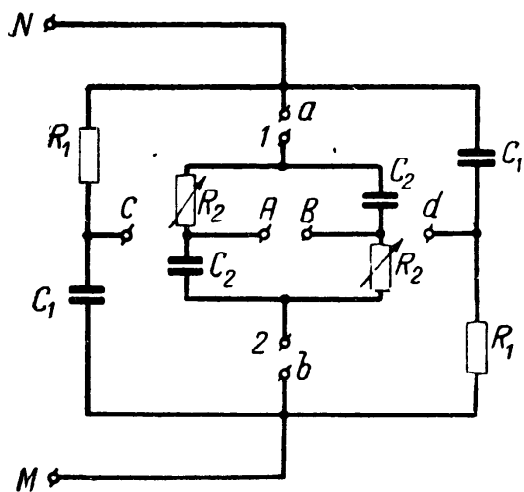


Рис. 2.21

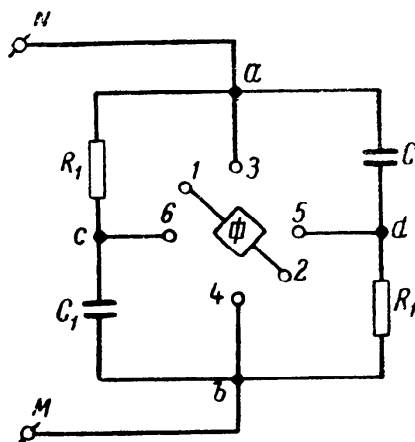


Рис. 2.22

типа, состоит из фазовращателя с постоянными элементами $R_1 C_1$, обеспечивающего постоянный фазовый сдвиг; вместо же гониометра в данном случае включается фазовращатель с переменными элементами $R_2 C_2$.

Для облегчения анализа полной схемы фазовращателя рис. 2.21 рассмотрим вначале упрощённую схему рис. 2.22, в которой фазовращатель с переменными элементами обозначен буквой Φ . Фазовращатель с постоянными элементами $R_1 C_1$ при надлежащем выборе его элементов ($R_1 = \frac{1}{\omega C_1}$) обеспечивает между напряжениями в его диагоналях ab и cd фазовый сдвиг

в 90° (см. также векторную диаграмму на рис. 2.23). Из схемы рис. 2.21 следует, что фазовращатель с переменными элементами R_2C_2 (обозначенный на рис. 2.22 буквой Φ) своими входными зажимами 1, 2 может различным способом приключаться к выходным зажимам 3, 4, 5 и 6 фазовращателя с постоянными элементами. Если переключатель соединяет зажим 1 с зажимом 3 и соответственно зажим 2 с зажимом 4,

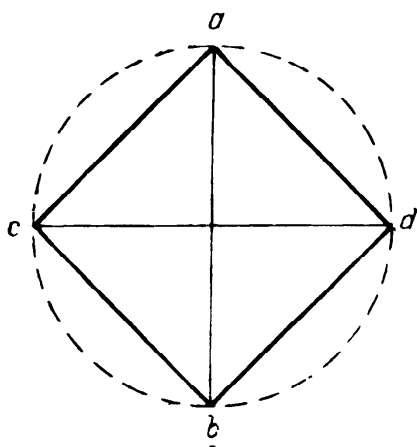


Рис. 2.23

то это означает, что на вход фазовращателя с переменными элементами, который для сокращения письма обозначим Φ_2 , поступает переменное напряжение непосредственно с зажимов NM или, что безразлично, с диагонали ab фазовращателя с постоянными элементами; этот фазовращатель также для сокращения письма обозначим Φ_1 . Таким образом, в первом положении переключателя на оба фазовращателя поступает переменное напряжение сети от зажимов NM .

Поворачивая переключатель по часовой стрелке, мы переходим во второе положение, характеризующееся соединением зажима 1 фазовращателя Φ_2 с зажимом 5 фазовращателя Φ_1 и соответственно зажимов 2 и 6. В этом случае, как это следует из сути работы фазовращателя Φ_1 , а также из векторной диаграммы рис. 2.23, на входные зажимы фазовращателя Φ_2 поступает напряжение, сдвинутое по отношению к питающему напряжению (на зажимах NM) на 90° . При дальнейшем вращении переключателя по часовой стрелке достигают третьего положения, в котором зажим 1 фазовращателя Φ_2 соединяется с зажимом 4 фазовращателя Φ_1 и соответственно зажим 2 с зажимом 3. В этом, третьем, положении переключателя на фазовращатель Φ_2 поступает напряжение, сдвинутое по фазе на 180° по отношению к напряжению, которое поступало к фазовращателю Φ_2 при первом положении переключателя, т. е., иначе, по отношению к питающему напряжению на зажимах NM . Наконец, четвертое и последнее положение переключателя обеспечивает соединение зажима 1 фазовращателя Φ_2 с зажимом 6 фазовращателя Φ_1 и соответственно зажима 2 с зажимом 5. В этом, четвертом, положении переключателя к фазовращателю Φ_2 поступает напряжение, сдвинутое по фазе по отношению к напряжению, поступающему к фазовращателю Φ_2 во втором положении переключателя, на 180° или по отношению к питающему напряжению на 270° . Дальнейшее вращение переключателя по часовой стрелке приводит его вновь в первое положение, отвечающее фазовому сдвигу в 0° или, что безразлично, 360° .

Итак, при помощи фазовращателя с постоянными элементами Φ_1 и специального переключателя имеется возможность подавать на входные зажимы фазовращателя с переменными элементами Φ_2 переменное напряжение, сдвинутое по отношению к питающему напряжению (на зажимах MM) на постоянное значение угла, равное любой из четырёх величин 0 (или 360) и 90, 180 и 270°.

Если рассчитать элементы фазовращателя Φ_2 таким образом, чтобы он допускал (скажем, регулировкой переменных сопротивлений R_2) изменение фазового сдвига от 0 до 90°, то, очевидно, получается полная возможность путём выбора надлежащего положения переключателя и соответствующей установки по шкале фазовращателя Φ_2 получить любое значение фазового сдвига в пределах от 0 до 360°.

Следует отметить, что для исправной работы фазовращателя данного типа необходимо, чтобы входные сопротивления фазовращателей Φ_1 и Φ_2 существенно отличались друг от друга: именно необходимо, чтобы входное сопротивление фазовращателя Φ_2 было бы значительно больше такового для фазовращателя Φ_1 ; в этом случае подключение фазовращателя Φ_2 (в различных положениях переключателя) не будет существенно влиять на режим работы фазовращателя Φ_1 . Указанное неравенство входных сопротивлений достигается надлежащим выбором элементов, составляющих схемы фазовращателей Φ_1 и Φ_2 .

Рассмотренные методы получения переменного фазового сдвига до 360° в своём большинстве являются той или иной комбинацией мостиковых схем фазовращателей. Этим схемам присущ весьма серьёзный недостаток: создаваемый ими фазовый сдвиг является функцией частоты переменного напряжения, подводимого к фазовращателю. Единственным исключением является гониометрический фазовращатель: создаваемый им фазовый сдвиг не зависит от частоты подводимого переменного напряжения.

Несмотря на это преимущество, гониометрический фазовращатель не нашёл столь широкого распространения, как обычные мостиковые схемы или их комбинации. Причиной этому является сложность изготовления гониометрического фазовращателя и поэтому представляет интерес возможность замены гониометрического фазовращателя его потенциометрическим эквивалентом.

Обращаясь к схеме гониометрического фазовращателя (рис. 2.19), мы видим, что при вращении подвижной катушки L_3 фаза эдс, наводимой в этой катушке неподвижными катушками гониометра, плавно изменяется в соответствии с изменением угла α . Рассмотрим несколько характерных положений подвижной катушки гониометра: положим, что подвижная катушка занимает такое положение, при котором её плоскость совпа-

дает с плоскостью неподвижных катушек L_1, L_1 . Обозначим наводимую в этом случае эдс в подвижной катушке вектором OA (рис. 2.24); при повороте подвижной катушки гониометра на 180° фаза этой эдс также изменится на 180° и эдс может быть представлена вектором OB .

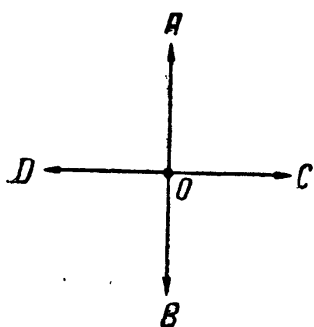


Рис. 2.24

Располагая подвижную катушку гониометра так, чтобы её плоскость совпадала с плоскостью неподвижных катушек L_2, L_2 , убеждаемся, что в соответствии с двумя возможными в этом случае положениями подвижной катушки (отличающимися между собой на 180°) эдс, наводимые в подвижной катушке гониометра, могут быть представлены соответственно векторами OC и OD .

• Потенциометрическим эквивалентом данного гониометрического фазовращателя является круглый потенциометр (рис. 2.25), к взаимно-перпендикулярным и противоположным точкам которого A, B, C и D подведены надлежащим образом сдвинутые по фазе переменные напряжения.

Практическая схема потенциометрического фазовращателя показана на рис. 2.26. Здесь так же, как и в случае гониометрического фазовращателя, переменное напряжение поступает в фазовращатель по двум каналам: по одному каналу непосредственно, а по другому через вспомогательный фазовращатель Φ , обеспечивающий постоянный фазовый сдвиг в 90° . Эти переменные напряжения поступают далее на сетки двух усилительных ламп L_1 и L_2 . На нагрузочных сопротивлениях R_1 и R_2 , включённых на выходе усилителя, получаются переменные напряжения, сдвинутые по фазе на 180° . Эти переменные напряжения от лампы L_1 подаются к точкам A и B потенциометра, а от лампы L_2 — к точкам C и D потенциометра. При передвижении ползунка P по потенциометру фазовый сдвиг переменного напряжения на выходе фазовращателя изменяется от 0 до 360° .

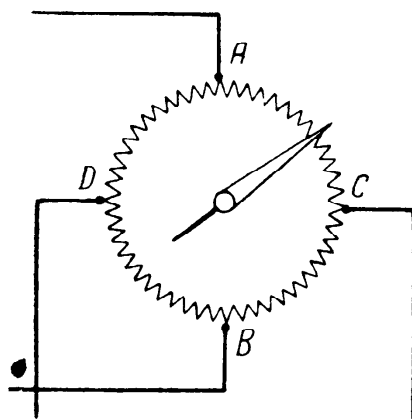


Рис. 2.25

Из существа работы схемы рис. 2.26 следует, что перемещение ползунка P из точки A в точку C и далее в точки B и D позволяет получить дискретные значения фазового сдвига, отличные один от другого на угол в 90° . Покажем, что при плавном передвижении ползунка между какими-либо двумя соседними точками потенциометра (A и C , C и B и т. д.) фаза выходного напряжения фазовращателя также плавно меняется в пределах 90° . Возьмём для определённости отрезок круглого потен-

циометра между точками A и C . Эквивалентная схема рассматриваемого участка потенциометра представлена на рис. 2.27. Здесь некоторое сопротивление, эквивалентное рассматриваемому участку AC круглого потенциометра, питается двумя

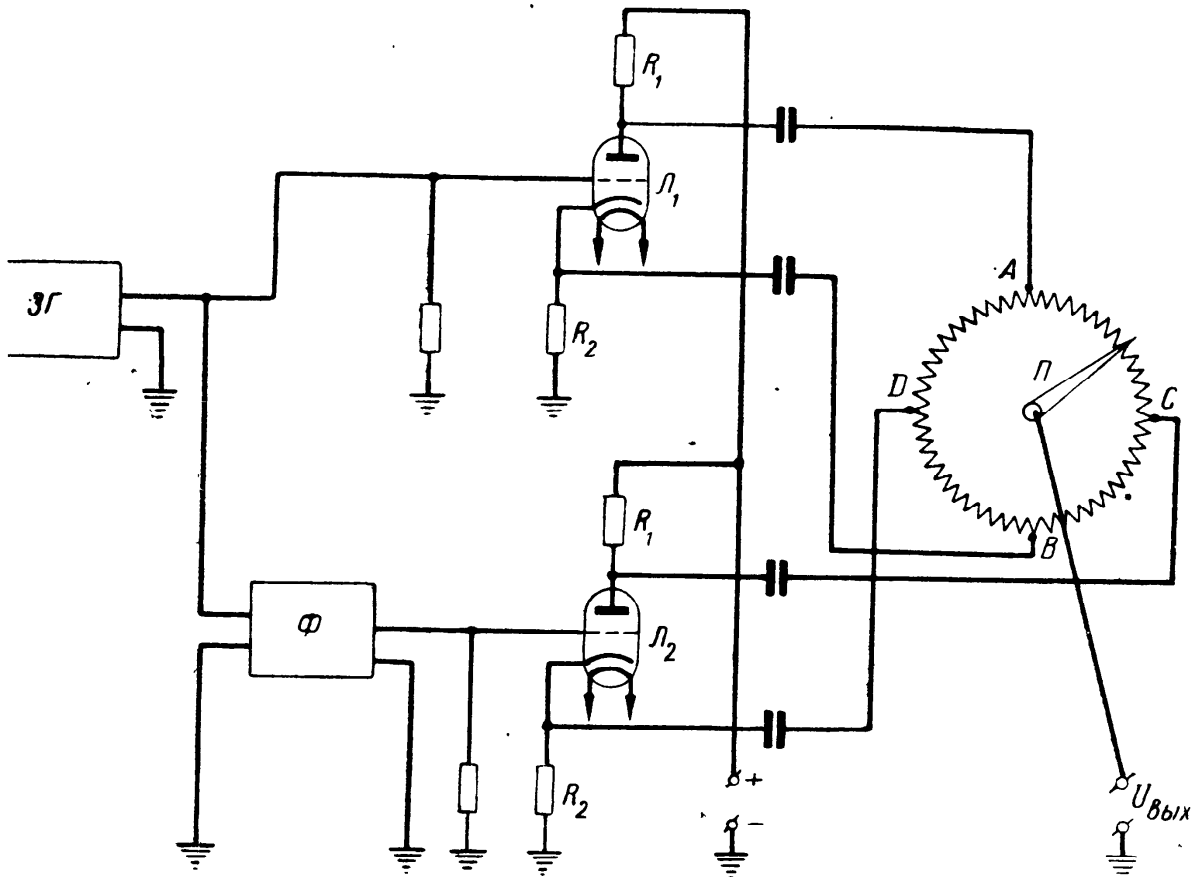


Рис. 2.26

генераторами, развивающими эдс, соответствующие тем напряжениям, которые подводятся к точкам A и C круглого потенциометра от усилителей.

Взяв за исходное значение вектор напряжения в точке A потенциометра (эдс генератора E_1), замечаем, что эдс генератора E_2 сдвинута по отношению к эдс генератора E_1 на 90° . Выходное напряжение U_2 , фаза которого сравнивается с фазой исходного напряжения U_1 , снимается при помощи ползунка Π с сопротивления AC . Обозначив далее полную длину части круглого потенциометра между точками A и C через l_0 , а длину части потенциометра между точкой C и ползунком Π через l и, наконец, сопротивление единицы длины потенциометра через R' , обратимся к непосредственной нашей задаче — нахождению отношения напряжений $\frac{U_2}{U_1}$.

Напряжение U_1 , как это следует из рис. 2.27, равно эдс генератора E_1 ; а напряжение U_2 складывается из эдс генератора E_2 и падения напряжения на участке потенциометра длиной l ; это последнее равно произведению тока I , протекающего по сопро-

тивлению AC , на сопротивление участка потенциометра, имеющего длину l .

$$U_3 = IR'l. \quad (2.20)$$

Итак, напряжение

$$U_1' = E_1 \quad (2.21)$$

и соответственно напряжение

$$U_2 = E_2 + U_3. \quad (2.22)$$

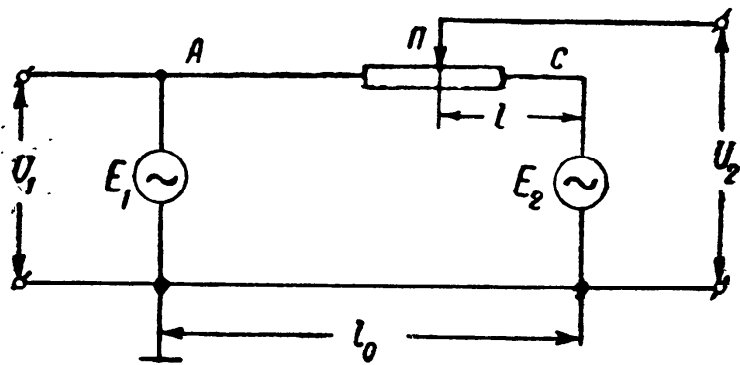


Рис. 2.27

Ток I , протекающий по сопротивлению между точками AC , равному $R'l_0$, может быть определён по формуле:

$$I = \frac{E_1 - E_2}{R'l_0}. \quad (2.23)$$

Подставив это значение в ф-лу (2.20), имеем

$$U_3 = (E_1 - E_2) \frac{l}{l_0}$$

или, обозначив отношение длин $\frac{l}{l_0}$ буквой a ,

$$U_3 = (E_1 - E_2) a. \quad (2.24)$$

Возьмём отношение напряжений $\frac{U_2}{U_1}$ из ф-л (2.22) и (2.21):

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{E_2 + U_3}{E_1}.$$

Подставляя сюда значение U_3 из ф-лы (2.24) и проделывая очевидные преобразования, получаем

$$\frac{U_2}{U_1} = a + \frac{E_2}{E_1} (1 - a). \quad (2.25)$$

Эдс генераторов, как отмечалось ранее, равны между собой, но сдвинуты по фазе на 90° и, следовательно, могут быть представлены символическими выражениями: $E_1 = Ee^{i\omega t}$ и $E_2 = Ee^{i(\omega t + \frac{\pi}{2})}$.

Отсюда отношение

$$\frac{E_2}{E_1} = e^{i \frac{\pi}{2}} = \cos \frac{\pi}{2} + i \sin \frac{\pi}{2} = i.$$

Подставляя это отношение в ур-ние (2.25), имеем

$$\frac{U_2}{U_1} = a + i(1 - a).$$

Но, как известно,

$$\frac{U_2}{U_1} = \left| \frac{U_2}{U_1} \right| e^{i\varphi}.$$

Здесь

$$\left| \frac{U_2}{U_1} \right| = \sqrt{a^2 + (1 - a)^2} = \sqrt{1 - 2a + 2a^2} \quad (2.26)$$

и

$$\varphi = \arctg \frac{1 - a}{a} = \arctg \frac{l_0 - l}{l}. \quad (2.27)$$

Проследим по полученным формулам несколько характерных точек: при расположении ползунка в точке *C* (рис. 2.27) длина потенциометра $l = 0$ и, следовательно, $a = \frac{l}{l_0} = 0$; в этом случае

$$\frac{U_2}{U_1} = 1e^{i90^\circ}.$$

При положении ползунка в середине потенциометра

$$a = \frac{l}{l_0} = 0,5 \text{ и } \frac{U_2}{U_1} = 0,707 e^{i45^\circ}.$$

Наконец, при положении ползунка в точке *A*

$$a = \frac{l_0}{l_0} = 1$$

и соответственно

$$\frac{U_2}{U_1} = 1e^{i0^\circ}.$$

Таким образом, при передвижении ползунка от точки *A* к точке *C* фазовый угол изменяется от 0 до 90° , а выходное напряжение, незначительно изменяясь, проходит через минимальное значение, отвечающее положению ползунка в середине сопротивления *AC* (при $l = \frac{1}{2} l_0$ или, иначе, $a = 0,5$).

Условие минимума выходного напряжения легко получить аналитически по известной формуле

$$\frac{df(a)}{da} = 0.$$

Подставив сюда значение

$$f(a) = \sqrt{1 - 2a + 2a^2} = (1 - 2a + 2a^2)^{\frac{1}{2}},$$

получим

$$\frac{df(a)}{da} = \frac{4a - 2}{2\sqrt{1 - 2a + 2a^2}} = 0$$

или окончательно

$$a = \frac{1}{2}.$$

Полученные соотношения легко проверить экспериментально при использовании схемы рис. 2.27. В качестве сопротивления AC можно взять обычный реостат; эдс E_1 и E_2 могут быть взяты с соответствующих сопротивлений усилительных ламп L_1 и L_2 (рис. 2.26).

Располагая ламповым вольтметром и фазоизмерительным устройством, фиксируют для каждого положения ползунка реостата соотношение напряжений U_2 и U_1 , а также величину фазового сдвига между этими напряжениями φ . На рис. 2.28

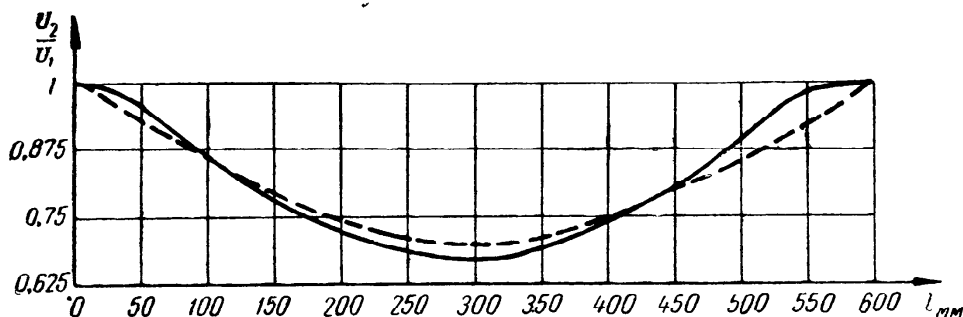


Рис. 2.28

и 2.29 пунктиром показаны зависимости $\frac{U_2}{U_1}$ и φ в функции длины l реостата. На этих же рисунках сплошными линиями нанесены экспериментально полученные кривые для $\frac{U_2}{U_1}$ и φ .

Эксперимент был произведён с реостатом, имеющим сопротивление 5000 ом, при расстоянии между крайними положениями ползунка, равном $l_0 = 600$ мм.

Рисунки 2.28 и 2.29 показывают хорошее совпадение теории и эксперимента и, следовательно, полную возможность замены гониометрического фазовращателя его потенциометрическим эквивалентом.

В практической схеме фазовращателя данного типа (рис. 2.26) необходимо в первую очередь обратить внимание на работу вспомогательного фазовращателя Φ ; этот фазовращатель является обычной мостиковой схемой и поэтому при каждом изменении частоты звукового генератора $ЗГ$ необходимо надлежащим образом изменить элементы схемы фазовращателя Φ с тем, чтобы

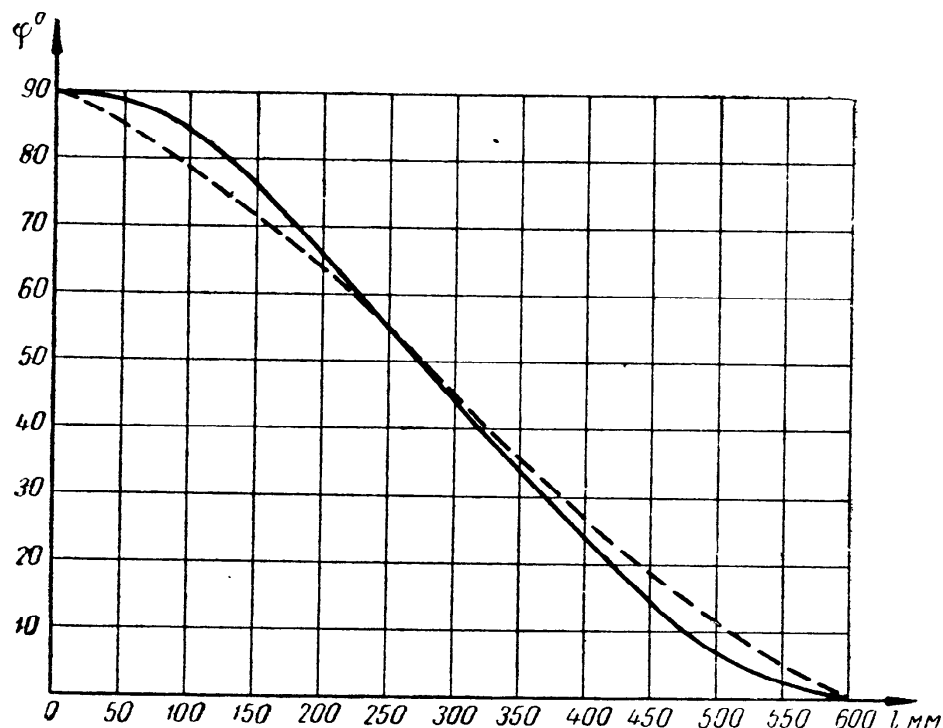


Рис. 2.29

обеспечить для данной частоты звукового генератора фазовый сдвиг между переменными напряжениями, поступающими на сетки ламп L_1 и L_2 , равным 90° . Чтобы при каждом изменении частоты звукового генератора не устанавливать вспомогательный фазовращатель по фазоизмерительному устройству, прибегают к специальной градуировке фазовращателя Φ .

Сущность этой градуировки сводится к следующему: как известно (см. § 2.2), градуировочная кривая мостикового фазовращателя представляет собой зависимость фазового сдвига φ от изменения элементов схемы фазовращателя (скажем, сопротивления R — рис. 2.6); эта градуировочная кривая (рис. 2.9) справедлива только для той частоты, при которой производилась градуировка фазовращателя. Таким образом, кривая рис. 2.9 представляет собой зависимость вида $\varphi = \psi(R)$ при $f = \text{const}$.

Совершенно очевидно, что, поменяв местами в написанном выражении величины φ и f ,

$$f = \gamma(R) \text{ при } \varphi = \text{const},$$

мы получим зависимость между частотой подводимого к фазовращателю переменного напряжения f и величиной сопротивления R (рис. 2.6) при заданном постоянном значении фазового сдвига φ (скажем, 90°).

Располагая такой градуировочной кривой (рис. 2.30), легко устанавливать заданный фазовый сдвиг для различной частоты

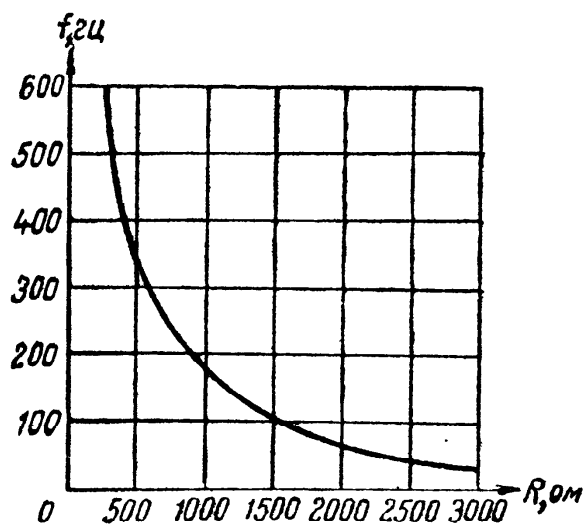


Рис. 2.30

подводимого к фазовращателю переменного напряжения, не прибегая к фазоизмерительному устройству.

Далее необходимо тщательно подобрать режим работы усилительных ламп L_1 и L_2 с тем, чтобы переменные напряжения, снимаемые с нагрузочных сопротивлений и подаваемые к соответствующим точкам круглого потенциометра (эдс эквивалентных генераторов — рис. 2.27), были бы равны по абсолютным величинам и находились бы в правильных фазовых соотношениях.

Наконец, следует обратить внимание на величину сопротивления круглого потенциометра; это сопротивление должно быть достаточно большим, с тем чтобы части потенциометра, подключаемые к соответствующим нагрузочным сопротивлениям ламп L_1 и L_2 , не оказывали бы заметного шунтирующего действия.

Круглый потенциометр должен быть снабжён дисковой шкалой, проградуированной непосредственно в градусах; эта шкала укрепляется таким образом, чтобы при положении указателя ползунка потенциометра на 0° дисковой шкалы, сам ползунок находился бы в точке A потенциометра, т. е. на выход фазовращателя поступало бы то напряжение, с которым сравнивается фаза выходного напряжения (при этом сдвиг фаз, очевидно, равен нулю). Тогда установка указателя на соответствующее значение градусов дисковой шкалы потенциометра автоматически обеспечивает такое же градусное значение фазового сдвига на выходе схемы.

Итак, при правильно рассчитанной и тщательно изготовленной и отрегулированной схеме рис. 2.26 процесс получения переменного напряжения заданной частоты и фазы сводится к следующим простым операциям:

а) в соответствии с градуировкой звукового генератора устанавливается заданное значение частоты переменного напряжения, генерируемого звуковым генератором;

б) руководствуясь градуировочной кривой вспомогательного фазовращателя (рис. 2.30), устанавливают его переменное

сопротивление R (рис. 2.6) так, чтобы при данной частоте вспомогательный фазовращатель обеспечивал фазовый сдвиг в 90° ;

в) установкой указателя на соответствующее градусное деление дисковой шкалы круглого потенциометра обеспечивают заданный фазовый сдвиг выходного напряжения по отношению к исходному напряжению (напряжению на сопротивлении R_1 или, что безразлично, в точке A круглого потенциометра).

В заключение приведём экспериментальные кривые для схемы рис. 2.26. На рис. 2.31 показана зависимость фазового сдвига φ от угла поворота α ползунка круглого потенциометра (положения указателя на дисковой шкале). В соответствии с ана-

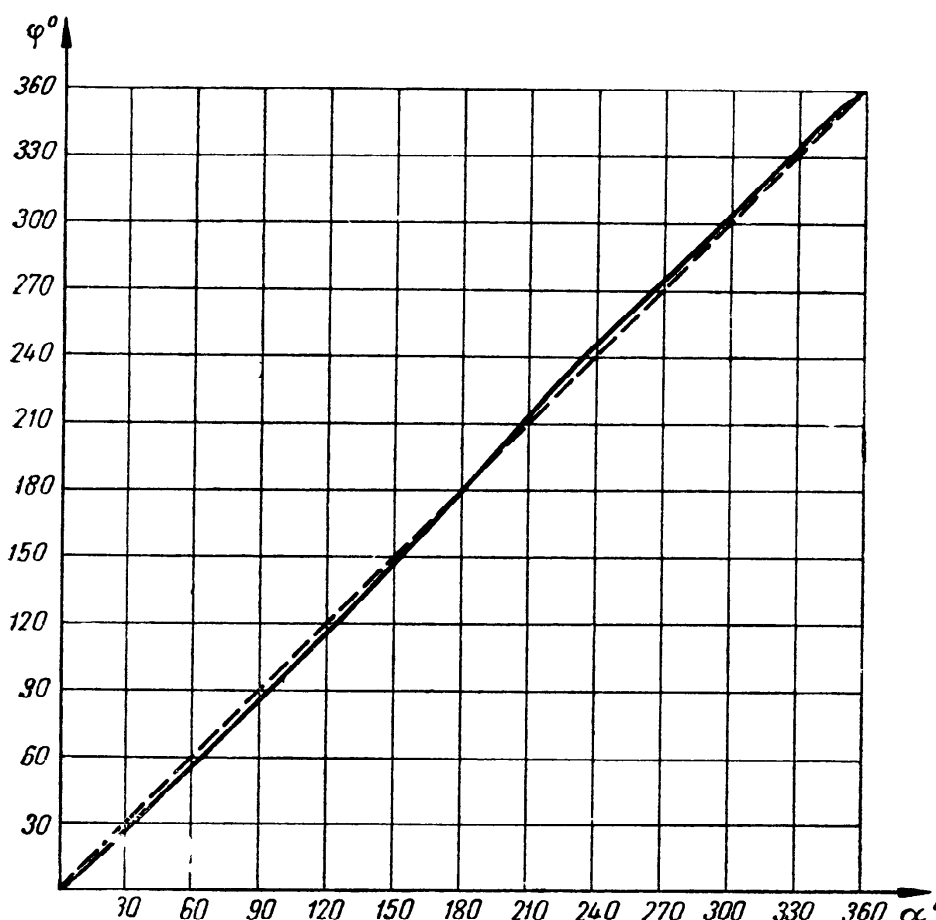


Рис. 2.31

лизом, сделанным в отношении одной четверти круглого потенциометра [рис. 2.29 и ф-ла (2.27)], следует, что при проходе ползунка по первой, второй, третьей и четвертой четвертям круглого потенциометра фазовый сдвиг плавно меняется от 0 до 360° . Зависимость $\varphi = \psi(\alpha)$ практически близка к прямой, проходящей под углом 45° к оси абсцисс (так как фазовый сдвиг φ численно равен углу поворота ползунка круглого потенциометра α по отношению к исходному положению 0°).

Что касается отношения выходного и входного напряжений $\frac{U_2}{U_1}$, то такое в соответствии с рис. 2.28 и ф-лой (2.26) должно представлять собой четырёхкратное повторение рис. 2.28; это отчётливо видно на рис. 2.32.

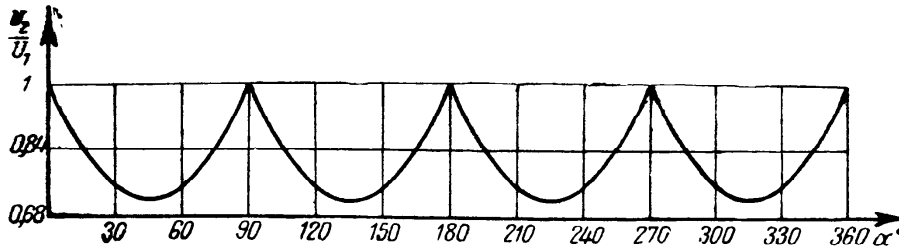


Рис. 2.32

Гониометрический фазовращатель, показанный на рис. 2.20, носит название двухфазного; это название отражает существо работы фазовращателя, поскольку необходимо, чтобы токи, обтекающие пары неподвижных катушек фазовращателя, были сдвинуты между собой на угол, равный 90° , т. е. однофазный ток должен быть той или иной схемой (трансформаторной или ламповой) преобразован в двухфазный ток.

Преобразовав однофазный ток в трёхфазный (для этой цели, как известно, также существуют специальные преобразовательные схемы), можно осуществить трёхфазный гониометрический фазовращатель. Этот последний должен состоять из трёх неподвижных катушек *I*, *II* и *III*, расположенных под углом 120° одна относительно другой (рис. 2.33). В поле неподвижных катушек, из которых каждая обтекается переменным током соответствующей фазы, располагается подвижная катушка *K*.

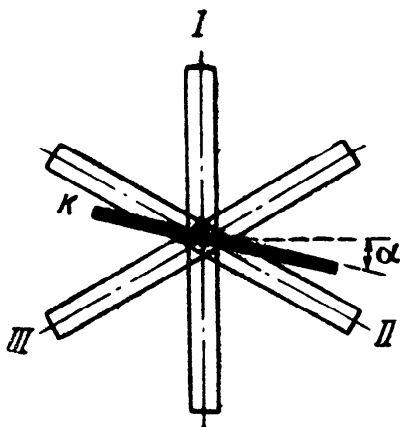


Рис. 2.33

Неподвижные катушки питаются трёхфазным током; полагая токи, протекающие по неподвижным катушкам, равными между собой, и обозначая амплитудное значение этого тока через *I*, пишем очевидные выражения для мгновенных значений токов в катушках:

в первой катушке

$$i_1 = I \sin \omega t, \quad (2.28)$$

во второй катушке

$$i_2 = I \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{3} \right) \quad (2.29)$$

и, наконец, в третьей катушке

$$i_3 = I \sin \left(\omega t - \frac{4\pi}{3} \right). \quad (2.30)$$

Эдс, наводимые в подвижной катушке K магнитными полями неподвижных катушек I , II и III , соответственно равны:

эдс, наводимая магнитным полем катушки I ,

$$e_1 = -M \sin \alpha \frac{di_1}{dt}; \quad (2.31)$$

эдс, наводимая второй неподвижной катушкой II ,

$$e_2 = -M \sin \left(\frac{2\pi}{3} - \alpha \right) \frac{di_2}{dt} \quad (2.32)$$

и, наконец, эдс, наводимая полем третьей неподвижной катушки III ,

$$e_3 = -M \sin \left(\frac{2\pi}{3} + \alpha \right) \frac{di_3}{dt}. \quad (2.33)$$

Результирующая эдс, наводимая магнитными полями всех трёх катушек, очевидно равна

$$e = e_1 + e_2 + e_3. \quad (2.34)$$

Подставляя значения токов i_1 , i_2 и i_3 в ф-лы (2.31)–(2.33), а полученные значения эдс — в ф-лу (2.34), получаем после очевидных но достаточно громоздких тригонометрических преобразований следующее выражение для эдс:

$$e = A \sin (\omega t - \alpha). \quad (2.35)$$

Сопоставляя полученную формулу с аналогичным выражением для двухфазного гониометрического фазовращателя [ф-ла (2.19)], убеждаемся в их полной идентичности. Необходимо только отметить, что в отличие от двухфазного гониометрического фазовращателя, где амплитуда результирующей эдс равна

$$A = M \omega I,$$

в трёхфазном фазовращателе эта амплитуда соответственно равна

$$A = \frac{3}{2} M \omega I.$$

Преобразование однофазного переменного тока в двухфазный значительно проще, нежели преобразование однофазного тока в трёхфазный; вследствие этого трёхфазные гониометрические фазовращатели не нашли практического применения.

Однако возможность замены трёхфазного гониометрического фазовращателя его потенциометрическим эквивалентом и особенно сочетание последнего с ламповой схемой, непосредственно генерирующей переменный трёхфазный ток (см. § 4.2), открывает новые пути создания устройств, которые уместно назвать генераторами переменной частоты и фазы.

Обратимся к рассмотрению одной из возможных схем такого типа (рис. 2.34). В первую очередь надлежит установить

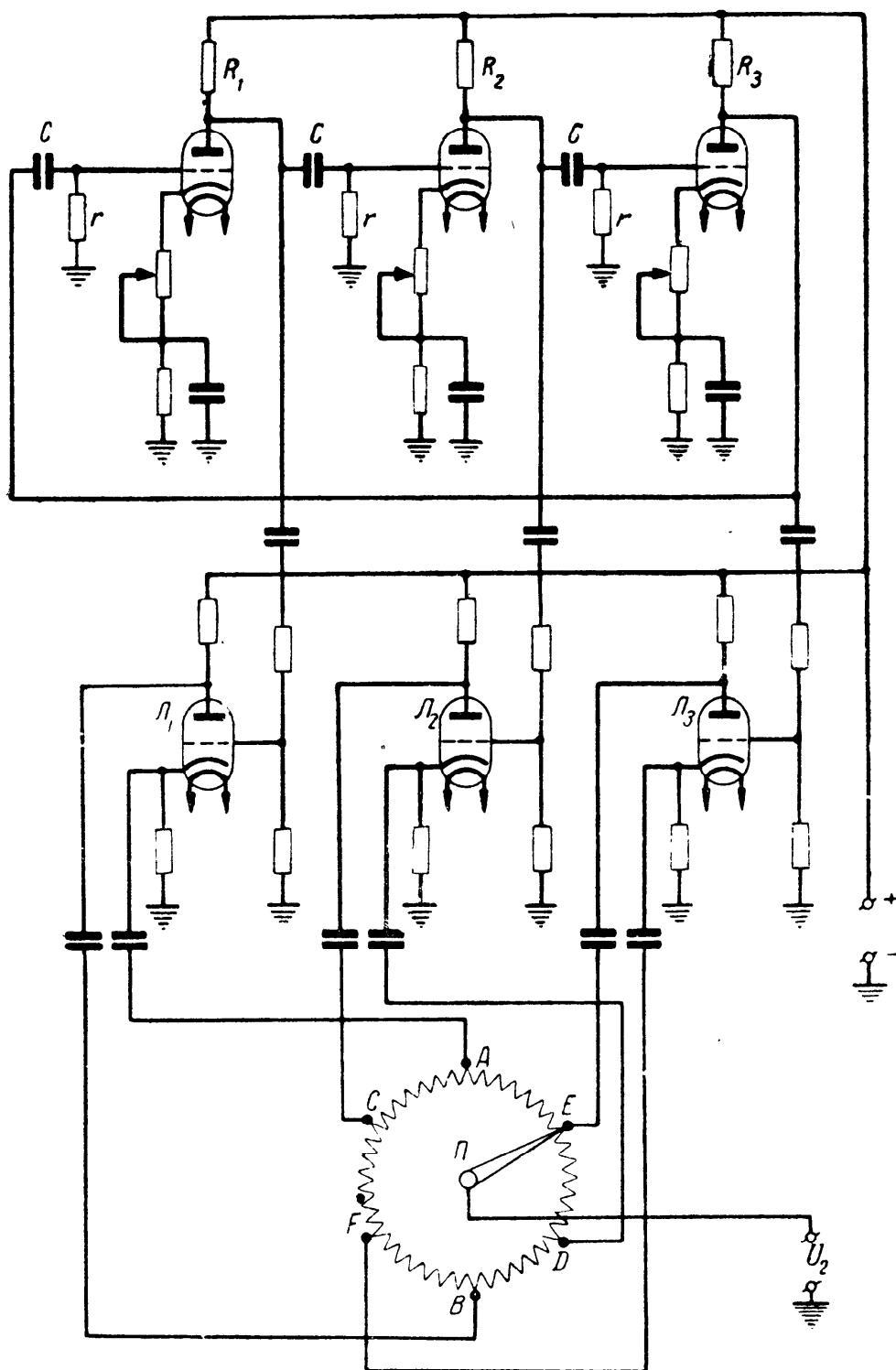


Рис. 2.34

схему потенциметрического эквивалента трёхфазного гониометрического фазовращателя (рис. 2.33).

Аналогично тому, как это делалось в отношении потенциметрического эквивалента двухфазного гониометрического

фазовращателя, чертим для данного фазовращателя векторную диаграмму (рис. 2.35), отвечающую характерным положениям подвижной катушки K гониометра по отношению к неподвижным его катушкам. При совпадении плоскости подвижной катушки с плоскостью неподвижной катушки I эдс, наводимая в катушке K , может быть, в зависимости от двух возможных (отличных на 180°) её положений, представлена векторами OA и OB .

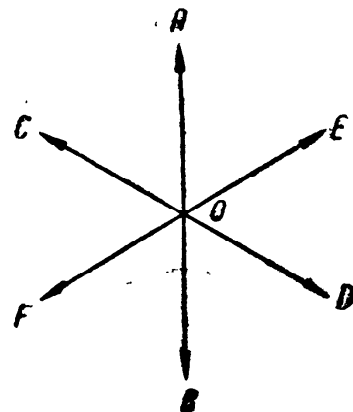


Рис. 2.35

Совмещая далее плоскости катушек K и II , получаем два значения эдс, наводимой в катушке K в зависимости от двух возможных её положений; эти эдс показаны на рис. 2.35 векторами OC и OD . Наконец, при совпадении плоскостей катушек K и III эдс, наводимые в катушке K , могут быть, также в зависимости от двух возможных её положений, представлены векторами OE и OF .

Следовательно, потенциметрический эквивалент трёхфазного гониометрического фазовращателя может быть образован круглым потенциометром (рис. 2.34), к шести точкам которого должны быть подведены переменные напряжения, находящиеся в фазовых соотношениях, показанных на векторной диаграмме рис. 2.35.

Для получения шести переменных напряжений, сдвинутых по фазе одно от другого на 60° , используется трёхфазный ламповый генератор и специальный усилитель. В верхней части рис. 2.34 показана схема лампового генератора трёхфазного тока. Как следует из теории работы такого генератора, переменные напряжения, снимаемые с анодных сопротивлений R_1, R_2, R_3 , оказываются сдвинутыми между собой на угол, равный 120° . Если же переменные напряжения с этих сопротивлений подать на сетки усилительных ламп L_1, L_2 и L_3 , собранных по схеме, аналогичной усилителям рис. 2.26, то появляется возможность получить с нагрузочных сопротивлений (анодного и катодного) переменные напряжения, сдвинутые по фазе на 180° .

Таким образом, трёхфазное переменное напряжение, развиваемое генератором, преобразуется в данном усилителе в шестифазное. Подавая с нагрузочных сопротивлений усилительных ламп L_1, L_2 и L_3 переменные напряжения к соответствующим точкам круглого потенциометра, можно при постановке ползунка P в точки A, E, D, B, F, C получать переменные напряжения, сдвинутые по фазе на дискретные значения, равные 60° . Ниже будет показано, что аналогично потенциметрическому эквиваленту двухфазного гониометрического фазовращателя в данном случае (в трёхфазной схеме) плавное перемещение ползунка между какими-либо двумя соседними точками (скажем,

A и *E*) сопровождается плавным изменением фазы снимаемого переменного напряжения от 0 до 60°. Следовательно, поворот ползунка круглого потенциометра на 360° позволяет установить любое значение фазы выходного напряжения в пределах 0÷360°.

Правильно рассчитанный и тщательно сконструированный генератор переменной частоты и фазы имеет всего два органа управления: первый — устанавливающий заданное значение частоты переменного напряжения, развиваемого трёхфазным генератором, и второй — воздействующий на фазу выходного напряжения схемы.

Частота переменного напряжения, генерируемого трёхламповой (трёхфазной) схемой самовозбуждающегося лампового генератора, определяется (см. § 4.2) следующей формулой:

$$f = \frac{1}{11Cr} . \quad (2.36)$$

Здесь *C* и *r* — ёмкость и сопротивление элементов связи анодной цепи предыдущей ступени с сеточной цепью последующей. Практически для плавного регулирования частоты генерируемых схемой колебаний конденсаторы *C* выполняются в виде строеного блока переменных конденсаторов; что же касается сопротивлений *r*, то таковые при помощи строеного переключателя могут скачкообразно менять свои значения и тем расширять диапазон частот колебаний, генерируемых схемой.

Таким образом, верхняя часть схемы рис. 2.34 (трёхфазный генератор) имеет только органы управления частотой генерируемых колебаний. Средняя часть схемы (трёхламповый усилитель, преобразующий трёхфазное переменное напряжение в шестифазное) не нуждается в каких-либо регулировках, а следовательно, и в органах управления.

Наконец, нижняя часть схемы (круглый потенциометр) имеет только орган регулирования фазы выходного напряжения. Эта регулировка осуществляется так же, как и в схеме рис. 2.26, установкой указателя, связанного с ползунком потенциометра, на соответствующее градусное деление его дисковой шкалы.

Итак, устройство, показанное на рис. 2.34, позволяет в диапазоне частот, на который рассчитан трёхфазный генератор схемы, получить путём элементарных операций, сводящихся к простой установке по шкалам, любое значение частоты (в рамках диапазона) при любом значении фазового сдвига в пределах 0÷360°. Эти возможности данного устройства делают его весьма ценным в экспериментальной и лабораторной практике.

В заключение покажем, что плавное перемещение ползунка круглого потенциометра между какими-либо двумя соседними точками (скажем, точками *A* и *E*) сопровождается также плав-

ным изменением фазы снимаемого с потенциометра переменного напряжения в пределах $0 \div 60^\circ$.

Часть круглого потенциометра, находящаяся между точками A и E , может быть представлена эквивалентной схемой рис. 2.27, приведённой ранее при анализе эквивалента двухфазного гониометрического фазовращателя. Эта схема применима как для двухфазного, так и для трёхфазного потенциометрических эквивалентов гониометрических фазовращателей. Следует только иметь в виду, что в двухфазной схеме эдс генераторов сдвинуты на угол 90° , тогда как в трёхфазной схеме эти эдс сдвинуты на угол 60° .

Таким образом, анализ эквивалентной схемы рис. 2.27 для куска ($1/6$ части) круглого потенциометра трёхфазной схемы может быть выполнен непосредственно по основным соотношениям, полученным ранее для двухфазной схемы. В самом деле, при анализе эквивалентной схемы рис. 2.27 было получено следующее выражение для соотношения выходного U_2 и входного U_1 напряжений:

$$\frac{U_2}{U_1} = a + \frac{E_2}{E_1} (1 - a).$$

Учитывая, что эдс генераторов эквивалентной схемы в данном случае сдвинуты на угол 60° и могут быть представлены следующими символическими выражениями:

$$E_1 = E e^{i \omega t} \quad \text{и} \quad E_2 = E e^{i (\omega t + 60^\circ)},$$

получаем соотношение эдс в следующем виде:

$$\frac{E_2}{E_1} = e^{i 60^\circ} = \cos 60^\circ + i \sin 60^\circ = 0,5 + i 0,87.$$

Подставляя найденное значение в ф-лу (2.25), имеем

$$\frac{U_2}{U_1} = a + (0,5 + i 0,87) (1 - a).$$

Далее отделяем вещественную часть от мнимой

$$\frac{U_2}{U_1} = 0,5 (1 + a) + i 0,87 (1 - a) = N + i M.$$

Тогда очевидно

$$\frac{U_2}{U_1} = \sqrt{N^2 + M^2} e^{i \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{M}{N}}$$

или, иначе,

$$\frac{U_2}{U_1} = \sqrt{1 - a + a^2} e^{i \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{0,87}{0,5} \cdot \frac{1-a}{1+a}}.$$

Зависимость

$$\left| \frac{U_2}{U_1} \right| = \sqrt{1 - a + a^2} \quad (2.37)$$

даёт для некоторой величины a минимальное значение.

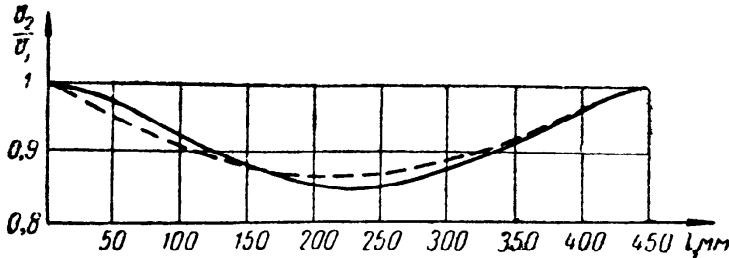


Рис. 2.36

Подставив это значение в ф-лу (2.37), получаем

$$\left| \frac{U_2}{U_1} \right| = 0,87.$$

На рис. 2.36 приведены вычисленные (пунктирная линия) и экспериментально снятые (сплошная линия) зависимости $\left| \frac{U_2}{U_1} \right| = \psi(a)$. Рисунок показывает хорошее совпадение расчёта и эксперимента: в

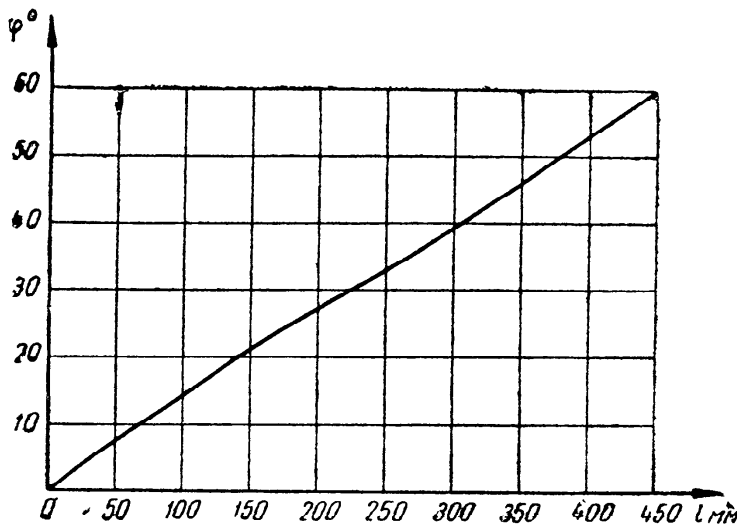


Рис. 2.37¹⁾

средние сопротивления R эквивалентной схемы (при $a = \frac{1}{2}$) выходное напряжение проходит через минимальное значение, равное 0,87 входного напряжения.

Из условия $\frac{df(a)}{da} = 0$

имеем

$$\frac{2a - 1}{2\sqrt{1 - a + a^2}} = 0.$$

Отсюда следует, что $a = 0,5$.

Зависимость $\varphi = \gamma(a)$, полученная как расчётным, так и экспериментальным путём, оказывается близкой к линейной (рис. 2.27). Следовательно, при

перемещении ползунка Π круглого потенциометра (рис. 2.34) фаза выходного напряжения схемы будет плавно меняться в

¹⁾ На рис. 2.37 в отличие от рис. 2.29 фаза напряжения, снимаемого ползунком Π (рис. 2.27), сравнивается не с фазой эдс генератора E_1 , а с фазой эдс генератора E_2 . Вследствие этого максимальное значение фазового сдвига на рис. 2.29 имеет место при $l=0$, а на рис. 2.37 — при $l=l_0$.

пределах $0 \div 360^\circ$; величина же выходного напряжения будет изменяться от максимальных значений, соответствующих шести точкам, в которых к круглому потенциометру подводятся питающие напряжения, до минимальных значений, отвечающих точкам, лежащим в середине участков круглого потенциометра.

Зависимость выходного напряжения от угла поворота ползунка круглого потенциометра имеет тот же характер, что и аналогичная зависимость для схемы рис. 2.26, отличаясь от рис. 2.32 тем, что вместо четырёх впадин эта зависимость будет иметь шесть впадин.

Зависимость фазы выходного напряжения от угла поворота ползунка круглого потенциометра, как и для схемы рис. 2.26, является линейной (рис. 2.31), вследствие этого зависимости

$$\left| \frac{U_2}{U_1} \right| = \psi(\alpha) \text{ и } \varphi = \gamma(\alpha)$$

для схемы рис. 2.34 не приводятся.

§ 2.4. Применение искусственной линии для изменения фазы

Заданный фазовый сдвиг может быть получен не только при помощи специальных фазовращателей, но и при помощи искусственной линии. Искусственную линию можно составить из звеньев типа RC (рис. 2.38) или из звеньев типа LC (рис. 2.39); в первом случае искусственная линия эквивалентна реальной линии, обладающей большим активным сопротивлением образующих её проводов при значительной ёмкости между проводами линии; это соответствует, скажем, телефонному кабелю, жилы которого изготавливаются из проводов малого диаметра и расположены в непосредственной близости одна от другой (последнее обстоятельство, создавая значительную ёмкость между жилами кабеля, позволяет пренебречь их индуктивностью). Помимо этого, вследствие хорошей изоляции жил кабеля имеется возможность также пренебречь утечкой между проводами кабеля.

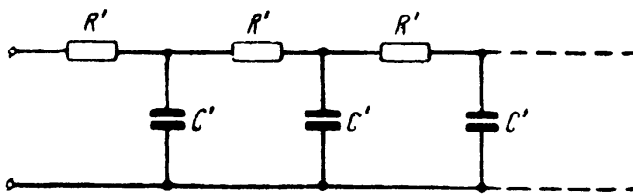


Рис. 2.38

Таким образом, если можно пренебречь индуктивностью и утечкой линии, то её эквивалент (искусственная линия) может быть представлен простой схемой рис. 2.38, вместо полной схемы (рис. 2.40), содержащей все четыре основных параметра линии — индуктивность, ёмкость, сопротивление и утечку.

Во втором случае, как это следует из сопоставления рис. 2.39 и 2.40, пренебрегают сопротивлением и утечкой линии.

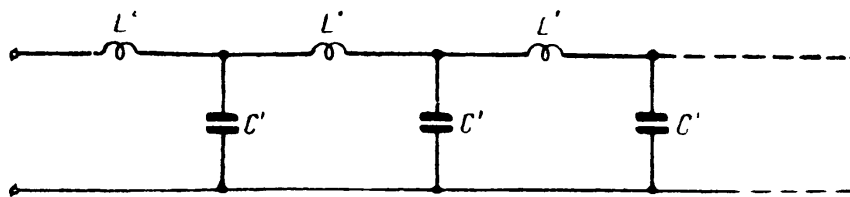


Рис. 2.39

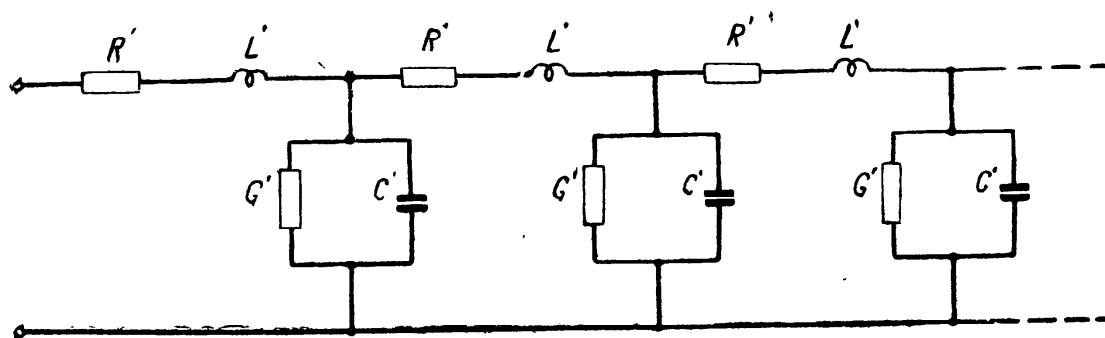


Рис. 2.40

Это приблизительно соответствует воздушной линии, изготовленной из медных проводов значительного диаметра, подвешенной на изоляторах хорошего качества и работающей в условиях сухой погоды.

Установив возможность представления реальных линий искусственными линиями вида RC или LC , обратимся к рассмотрению путей использования их в качестве фазовращателей.

В первую очередь проанализируем искусственную линию типа RC (рис. 2.38).

Как известно (О. Р., стр. 184), напряжение U_x и ток I_x на расстоянии x от конца линии следующим образом связаны с напряжением U_2 и током I_2 в конце линии:

$$U_x = U_2 \operatorname{ch} \gamma x + I_2 W \operatorname{sh} \gamma x, \quad (2.38)$$

$$I_x = I_2 \operatorname{ch} \gamma x + \frac{U_2}{W} \operatorname{sh} \gamma x. \quad (2.39)$$

Здесь W — волновое сопротивление и γ — постоянная распространения волны, равная

$$\gamma = \beta + i\alpha,$$

где, в свою очередь, β — постоянная затухания и α — постоянная сдвига фазы. Эти последние величины следующим образом связаны с постоянными линии R_1, L_1, C_1, G_1 (О.Р., стр. 190):

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2} (R_1 G_1 - \omega^2 L_1 C_1) + \frac{1}{2} \sqrt{(R_1^2 + \omega^2 L_1^2)(G_1^2 + \omega^2 C_1^2)}} , \quad (2.40)$$

$$\alpha = \sqrt{-\frac{1}{2} (R_1 G_1 - \omega^2 L_1 C_1) + \frac{1}{2} \sqrt{(R_1^2 + \omega^2 L_1^2)(G_1^2 + \omega^2 C_1^2)}} . \quad (2.41)$$

Написанные формулы для β и α существенно упрощаются при приложении их к искусственной линии типа RC . В самом деле, искусственная линия типа RC отличается от общего вида (рис. 2.40), для которого справедливы ф-лы (2.40) и (2.41), тем, что в данном, частном, виде искусственной линии принимаются равными нулю индуктивность и утечка линии

$$L_1 = 0 \text{ и } G_1 = 0.$$

При этом условии ф-лы (2.40) и (2.41) принимают следующий вид:

$$\beta = \sqrt{\frac{\omega C_1 R_1}{2}} \text{ и } \alpha = \sqrt{\frac{\omega C_1 R_1}{2}} ,$$

т. е. для данного типа искусственной линии постоянная затухания и постоянная сдвига фазы численно равны друг другу.

Обращаясь далее к ур-нию (2.38), рассмотрим его для условия разомкнутых концов линии (холостого хода); в этом случае, т. е. при $I_2=0$ это уравнение принимает следующий вид:

$$U_x = U_2 \operatorname{ch} \gamma x.$$

Если в полученное выражение вместо x подставить полную длину линии l , то величина U_x должна быть заменена напряжением в начале линии U_1 :

$$U_1 = U_2 \operatorname{ch} \gamma l.$$

Отсюда отношение напряжений на входе U_1 и выходе U_2 искусственной линии данного типа равно

$$\frac{U_1}{U_2} = \operatorname{ch} \gamma l = \operatorname{ch} (\beta + i\alpha) l.$$

Разлагая гиперболический косинус от комплексного аргумента, имеем

$$\frac{U_1}{U_2} = \operatorname{ch} \beta l \cdot \cos \alpha l + i \operatorname{sh} \beta l \cdot \sin \alpha l. \quad (2.42)$$

Полученные соотношения позволяют проанализировать работу искусственной линии типа RC в качестве фазовращателя.

Положим, желательнее получить фазовый сдвиг αl между напряжениями на входе U_1 и выходе U_2 искусственной линии, равным 180° или π радианов. В этом случае, очевидно, $\sin \alpha l = 0$ и $\cos \alpha l = -1$. Тогда выражение (2.42) принимает следующий вид:

$$\frac{U_1}{U_2} = -\operatorname{ch} \beta l. \quad (2.43)$$

Однако для искусственной линии типа RC , как это было показано выше, $\beta = \alpha$ и, следовательно,

$$\beta l = \alpha l = \pi.$$

Подставляя это значение в ф-лу (2.43), имеем

$$\frac{U_1}{U_2} = -\operatorname{ch} \pi = -11,6.$$

Полученный результат показывает, что в данном случае напряжение в конце линии U_2 будет сдвинуто по отношению к напряжению в её начале U_1 на угол 180° (на это указывает знак минус), а по абсолютному значению это напряжение будет, грубо говоря, в 12 раз меньше напряжения U_1 .

Найдём далее частоту $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$ переменного напряжения, которое надлежит подвести к началу искусственной линии для того, чтобы напряжение в её конце U_2 оказалось сдвинутым по отношению к U_1 на 180° .

Этому условию, т. е. фазовому сдвигу в 180° , отвечает равенство

$$\alpha l = \pi.$$

Подставив сюда значение α (см. стр. 81), имеем

$$\sqrt{\frac{\omega_0 C_1 R_1}{2}} l = \pi.$$

Подводя величину l под знак корня и учитывая, что $R_1 l = R_0$ и $C_1 l = C_0$, где R_0 и C_0 — полное сопротивление и полная ёмкость линии соответственно, получаем следующее:

$$\sqrt{\frac{\omega_0 C_0 R_0}{2}} = \pi.$$

Принимая во внимание, что $\omega_0 = 2\pi f_0$, приходим к окончательному выражению:

$$f_0 = \frac{\pi}{R_0 C_0}. \quad (2.44)$$

Для дальнейших рассуждений это выражение удобнее представить в ином виде: полное сопротивление искусственной линии

R_0 может быть, очевидно, представлено произведением сопротивления одного звена R' на число звеньев n_0

$$R_0 = R' n_0.$$

Аналогично полная ёмкость линии

$$C_0 = C' n_0,$$

здесь C' — ёмкость одного звена искусственной линии.

Подставляя эти значения в выражение (2.44), имеем следующее:

$$f_0 = \frac{\pi}{R C' n_0^2}. \quad (2.45)$$

Итак, если искусственная линия имеет n_0 звеньев, каждое из которых состоит из сопротивления R' и конденсатора C' , то при частоте f_0 , определяемой ф-лой (2.45), напряжения в начале и в конце линии будут сдвинуты на 180° :

$$\sqrt{\frac{\omega_0 R' C' n_0^2}{2}} = \pi. \quad (2.46)$$

Фазовый сдвиг между напряжением на входе искусственной линии U_1 и напряжением на её n -м звене U_n при той же частоте f_0 питающего линию напряжения будет меньше 180° . Обозначив эту величину фазового сдвига буквой φ , пишем следующее очевидное соотношение:

$$\sqrt{\frac{\omega_0 R' C' n^2}{2}} = \varphi. \quad (2.47)$$

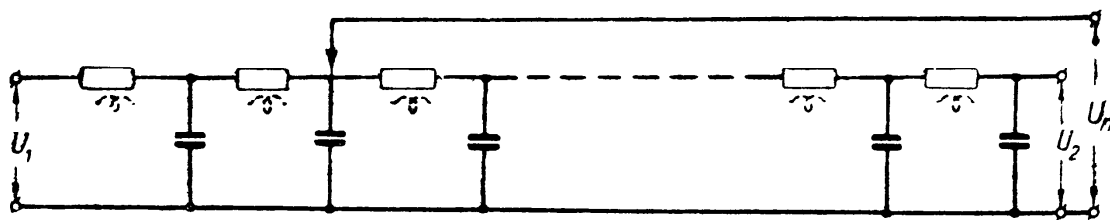


Рис. 2.41

Из ф-л (2.46) и (2.47) легко получить выражение для величины фазового сдвига φ в функции отношения используемого числа звеньев искусственной линии n к полному числу её звеньев n_0 :

$$\varphi = \pi \frac{n}{n_0} = 180^\circ \frac{n}{n_0}. \quad (2.48)$$

Из полученного соотношения следует, что величина фазового сдвига φ является линейной функцией числа используемых звеньев. Так, например, если искусственная линия типа RC состоит из 18 звеньев и рассчитана так, что при некоторой частоте

f_0 [определяемой ф-лой (2.45)] напряжения на входе (U_1) и выходе (U_2) линии сдвинуты на 180° , то при перемещении подвижного контакта, снимающего напряжение с линии (рис. 2.41), по её звеньям имеется возможность получать дискретные значения фазового сдвига через каждые 10° . На рис. 2.42 показаны

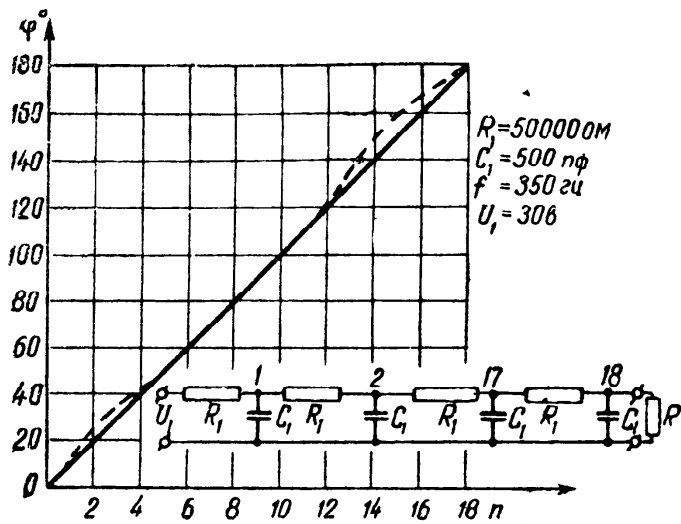


Рис. 2.42

расчётная (прямая линия) и экспериментальная зависимости фазового сдвига φ от номера звена n , с которого снимается выходное напряжение фазовращателя. Расчёт и эксперимент выполнены для искусственной линии, состоящей из 18 звеньев, каждое звено образовано сопротивлением $5 \cdot 10^4 \text{ ом}$ и конденсатором 500 нф . Частота переменного

напряжения, подводимого к линии, 350 гц .

Абсолютное значение передаточного числа при использовании всех звеньев искусственной линии n_0 , как было показано выше, равно 11,6. Если же напряжение снимается не с выхода линии, а с n -го её звена, то передаточное число (отношение напряжения на входе искусственной линии к напряжению на n -м её звене U_n) определится по ф-ле (2.42):

$$\frac{U_1}{U_n} = \text{ch } \beta l \cdot \cos \alpha l + i \text{sh } \beta l \cdot \sin \alpha l.$$

Но так как в данном случае

$$\beta l = \alpha l = \varphi,$$

то абсолютное значение передаточного числа будет равно

$$\frac{U_1}{U_n} = \sqrt{(\text{ch } \varphi \cdot \cos \varphi)^2 + (\text{sh } \varphi \cdot \sin \varphi)^2}. \quad (2.49)$$

Таким образом, если необходимо определить величину передаточного числа при снимании напряжения с n -го звена линии, то в первую очередь следует определить значение фазового сдвига, отвечающего данному звену линии [по ф-ле (2.48)], а после этого найти абсолютное значение передаточного числа по ф-ле (2.49).

Положим, что в искусственной линии, состоящей из 18 звеньев, снимается напряжение с 9-го звена. Для этого звена фазовый сдвиг, очевидно, равен

$$\varphi = \frac{9}{18} \pi = \frac{\pi}{2} = 90^\circ.$$

При этой величине фазового сдвига φ

$$\cos \varphi = 0 \text{ и } \sin \varphi = 1$$

и абсолютное значение передаточного числа

$$\frac{U_1}{U_2} = \operatorname{sh} \frac{\pi}{2} = 2,3.$$

Искусственная линия типа RC позволяет получать дискретные значения фазового сдвига не только в пределах $0 \div 180^\circ$.

Для большей наглядности покажем эти возможности на числовом примере.

Положим, что необходимо получить при частоте подводимого к искусственной линии переменного напряжения, равной 500 *гц*, дискретные значения фазового сдвига (через 10°) в пределах $0 \div 180^\circ$. Для выполнения поставленной задачи следует составить искусственную линию из 18 звеньев. Для определения величин элементов R' и C' , составляющих одно звено, воспользуемся ф-лой (2.45). Из этой формулы следует, что

$$R' C' = \frac{\pi}{f_0 n_0^2}.$$

Подставляя сюда значения f_0 и n_0 , получаем численное значение произведения величин $R' C'$, образующих одно звено,

$$R' C' = \frac{3,14}{500 \cdot 18^2} = 19,4 \cdot 10^{-6}.$$

Располагая этой величиной, определяем значения R' и C' , исходя из стандартных величин сопротивлений и конденсаторов, выпускаемых промышленностью. Так, например, положим, что в распоряжении конструктора имеются конденсаторы постоянной ёмкости, равной 500 *пф*. Взяв эти конденсаторы за отправную величину, находим значение сопротивления R' звена из написанного выше соотношения

$$R' = \frac{19,4 \cdot 10^{-6}}{C'}.$$

Подставляя сюда значение C' , выраженное в фарадах, получаем искомую величину R'

$$R' = \frac{19,4 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{12}}{500} = 38,8 \cdot 10^3 \approx 40 \cdot 10^3 \text{ ом.}$$

Итак, составив искусственную линию из 18 звеньев типа RC , элементы которых соответственно равны $40 \cdot 10^3 \text{ ом}$ и $500 \cdot n\phi$, имеем возможность при частоте переменного напряжения, подведённого ко входу искусственной линии, равной 500 гц , получать дискретные значения фазового сдвига (через 10°) в пределах $0 \div 180^\circ$.

Искусственная линия, рассмотренная в данном примере, позволяет получать дискретные значения фазового сдвига в больших или меньших интервалах, нежели взятый здесь интервал $0 \div 180^\circ$. Это может быть достигнуто соответствующим изменением частоты подводимого к искусственной линии напряжения.

Предварительно выведем соотношение, весьма полезное при рассмотрении данного вопроса. При частоте питающего напряжения, равной f_0 , имеет место следующее равенство:

$$\sqrt{\frac{\omega_0 C' R' n_0^2}{2}} = \pi,$$

связывающее между собой элементы, образующие искусственную линию, и частоту питающего её напряжения для получения фазового сдвига между напряжениями на входе и выходе линии, равного π радианов (180°).

Учитывая, что $\omega_0 = 2\pi f_0$, имеем

$$\sqrt{\pi f_0 C' R' n_0^2} = \pi. \quad (2.50)$$

Если к искусственной линии подведено переменное напряжение частоты $f \neq f_0$, то, очевидно, фазовый сдвиг между напряжениями на входе и выходе искусственной линии не будет равен 180° . Обозначив это значение фазового сдвига через ψ , переписываем ф-лу (2.50) в следующем виде:

$$\sqrt{\pi f C' R' n_0^2} = \psi.$$

Принимая во внимание, что

$$C' R' n_0^2 = \frac{\pi}{f_0},$$

получаем окончательное выражение для фазового сдвига ψ , отвечающего частоте питающего напряжения f , отличной от частоты f_0 .

$$\psi = \pi \sqrt{\frac{f}{f_0}}. \quad (2.51)$$

Эта формула позволяет проанализировать несколько важных для практики частных случаев. Так, например, при $f=f_0$,

как и следовало ожидать, данная искусственная линия позволяет получать дискретные значения фазового сдвига через 10° в интервале $0 \div 180^\circ$. Если же частота f выбрана равной $\frac{9}{4} f_0$ (грубо говоря, в 2 раза выше f_0), то эта же искусственная линия позволяет получить дискретные значения фазового сдвига через 15° в интервале $0 \div 270^\circ$.

Далее, если повысить частоту f до величины, равной $4f_0$, то, как это следует из ф-лы (2.51), данная линия позволит получить дискретные значения фазового сдвига через 20° в интервале $0 \div 360^\circ$.

Наконец, если взять $f = \frac{f_0}{4}$, то это обеспечит получение дискретных значений фазового сдвига через 5° в интервале $0 \div 90^\circ$.

Итак, рассмотренная в данном примере искусственная линия, состоящая из 18 звеньев с элементами $R' = 40 \cdot 10^3 \text{ ом}$ и $C' = 500 \text{ пф}$, позволяет при частотах питающего напряжения, равных 500, 1000, 2000 и 125 гц, получать дискретные значения фазового сдвига соответственно в интервалах: $0 \div 180^\circ$; $0 \div 270^\circ$; $0 \div 360^\circ$ и $0 \div 90^\circ$. Интервалы между дискретными значениями фазового сдвига (при переходе от звена к звену) соответственно равны 10, 15, 20 и 5° .

Рассмотрим теперь возможности использования искусственной линии типа LC (рис. 2.39) для создания дискретных значений фазового сдвига.

Искусственная линия типа LC , как отмечалось на стр. 80, является эквивалентом воздушной двухпроводной линии. В двухпроводной линии с малыми потерями в зависимости от характера нагрузки, приключённой к её концам, могут иметь место как стоячие, так и бегущие волны. Последние весьма удобны для получения переменной величины фазового сдвига. Действительно, при наличии в линии бегущих волн амплитуда напряжения вдоль линии убывает по экспоненциальному закону, что же касается фазы, то таковая меняется от точки к точке линии.

Вектор напряжения в начале линии U_1 и вектор напряжения на расстоянии l от её начала U_l связаны между собой известным соотношением (О. Р., стр. 191)

$$U_l = U_1 e^{-\beta l} e^{-i\alpha l}. \quad (2.52)$$

Здесь β и α — постоянная затухания и постоянная сдвига фазы соответственно.

Графически изменение величины и фазы вектора напряжения вдоль линии показано на рис. 2.43. Вектор U_l , перемещаясь вдоль линии, остаётся ей перпендикулярен, а его конец скользит по свинчивающейся спирали. Так, например, на рас-

стоянии l_1 от начала линии вектор напряжения имеет величину

$$U_{л1} = U_1 e^{-\beta l_1}$$

и повернут относительно вектора напряжения в начале линии на угол αl_1 .

Таким образом, при наличии в искусственной линии типа LC бегущих волн можно получить дискретные значения фазового сдвига (путём перемещения ползунка рис. 2.41 по звеньям, из которых составлена искусственная линия).

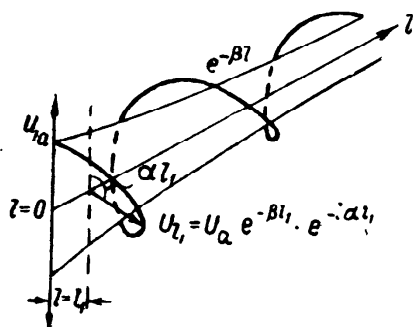


Рис. 2.43

Для получения в линии бегущих волн её концы должны быть замкнуты на активное сопротивление, равное волновому сопротивлению линии, которое определяется по формуле (О. Р., стр. 187)

$$W = \sqrt{\frac{R_1 + i \omega L_1}{G_1 + i \omega C_1}}$$

Здесь L_1 , C_1 , R_1 , G_1 — индуктивность, ёмкость, сопротивление и утечка линии на единицу её длины.

Для линии с малыми потерями, когда справедливы соотношения:

$$R_1 \ll \omega L_1 \text{ и } G_1 \ll \omega C_1,$$

формула волнового сопротивления существенно упрощается и принимает вид

$$W = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$$

Умножив числитель и знаменатель под корнем правой части последней формулы на l (где l — полная длина линии), получаем

$$W = \sqrt{\frac{L_1 l}{C_1 l}} = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \quad (2.53)$$

Здесь L_0 и C_0 — полная индуктивность и полная ёмкость линии соответственно.

Полная индуктивность и полная ёмкость искусственной линии могут быть представлены произведением индуктивности L' и ёмкости C' одного звена на количество звеньев искусственной линии n_0 :

$$L_0 = L' n_0; \quad C_0 = C' n_0.$$

Подставляя эти значения в ф-лу (2.53), получаем выражение для волнового сопротивления искусственной линии типа LC

$$W = \sqrt{\frac{L'}{C'}}. \quad (2.54)$$

Итак, замкнув концы искусственной линии на активное сопротивление, равное её волновому сопротивлению W , получаем в линии бегущие волны. В данном случае можно исследовать поведение амплитуды и фазы напряжения вдоль звеньев искусственной линии, пользуясь приведённой выше зависимостью между векторами U_1 и U_2 для линии при бегущих волнах.

В первую очередь рассмотрим вопрос о фазовом сдвиге. Как следует из ур-ния (2.52), фазовый сдвиг между напряжениями в начале (U_1) и конце (U_2) линии будет равен

$$\varphi = \alpha l_0. \quad (2.55)$$

Здесь l_0 — полная длина линии.

Пользуясь ф-лой (2.41) и замечая, что при условии $R_1 = G_1 = 0$ постоянная сдвига фазы α равна

$$\alpha = \omega \sqrt{L_1 C_1},$$

получаем после подстановки этого значения в выражение (2.55) следующее:

$$\alpha l_0 = \omega \sqrt{L_1 C_1} l_0.$$

Подводя l_0 под знак корня и, учитывая, что $L_1 l_0 = L_0$ и $C_1 l_0 = C_0$, получаем

$$\alpha l_0 = \omega \sqrt{L_0 C_0}. \quad (2.56)$$

Применяя ф-лу (2.56) к искусственной линии и имея в виду, что для искусственной линии

$$L_0 = L' n_0 \text{ и } C_0 = C' n_0,$$

получаем следующее выражение для фазового сдвига

$$\alpha l_0 = \omega_0 n_0 \sqrt{L' C'}. \quad (2.57)$$

Из этой формулы легко найти частоту $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$, при которой напряжения на входе и выходе линии будут сдвинуты на 180° (π радианов).

Таким образом, при $\alpha l_0 = \pi$ ф-ла (2.57) принимает следующий вид:

$$\pi = \omega_0 n_0 \sqrt{L' C'}. \quad (2.58)$$

Отсюда искомое значение частоты f_0 равно

$$f_0 = \frac{1}{2n_0 \sqrt{L' C'}}. \quad (2.59)$$

Определим далее зависимость, позволяющую найти дискретные значения фазового сдвига, в функции числа звеньев, с которых снимается напряжение. Так же, как и при выводе аналогичного соотношения для искусственной линии типа RC , замечаем, что при полном числе звеньев линии n_0 (когда сравниваются фазы напряжений на входе U_1 и выходе U_2 линии) справедливо соотношение [см. ф-лу (2.58)]

$$\pi = \omega_0 n_0 \sqrt{L' C'} . \quad (2.60)$$

Если же сравнивается фаза напряжения на входе U_1 и на n -м звене линии U_n , то написанное выше соотношение принимает вид

$$\varphi = \omega_0 n \sqrt{L' C'} . \quad (2.61)$$

Здесь n — номер звена, с которого снимается напряжение U_n , а φ — фазовый сдвиг между напряжениями U_1 и U_n , отвечающий данному звену искусственной линии.

Из ф-л (2.60) и (2.61) следует соотношение, совершенно аналогичное таковому для искусственной линии типа RC ,

$$\varphi = \pi \frac{n}{n_0} = 180^\circ \frac{n}{n_0} . \quad (2.62)$$

Таким образом, искусственная линия LC так же, как и линия типа RC , позволяет получать дискретные значения фазового сдвига в пределах $0 \div 180^\circ$ с интервалами между дискретными значениями, определяемыми числом звеньев, из которых составлена искусственная линия.

Рассмотрим далее вопрос о передаточном числе искусственной линии данного типа.

Отправляясь от выражения (2.52), легко получить соотношение амплитуд напряжения в начале U_1 и в конце U_2 линии, длина которой равна l_0 ,

$$\frac{U_2}{U_1} = e^{-\beta l_0} . \quad (2.63)$$

Коэффициент затухания β для линии с малыми потерями может быть определён по формуле (О. Р., стр. 190)

$$\beta = \frac{R_1}{2W} + \frac{G_1 W}{2} .$$

Отсюда затухание

$$\beta l_0 = \frac{R_1 l_0}{2W} + \frac{G_1 l_0 W}{2} = \frac{R_0}{2W} + \frac{G_0 W}{2} . \quad (2.64)$$

Здесь R_0 и G_0 — полное сопротивление и утечка линии соответственно.

Применим данное выражение к вычислению затухания искусственной линии типа LC . Во-первых, следует отметить, что при хорошем качестве конденсаторов искусственной линии вторым слагаемым правой части ф-лы (2.64) можно пренебречь (так как утечка G_0 равна нулю).

Таким образом, затухание искусственной линии типа LC может быть определено следующим выражением:

$$\beta l_0 = \frac{R_0}{2W}.$$

Но полное сопротивление искусственной линии равно

$$R_0 = R' n_0.$$

Тогда её затухание будет

$$\beta l = \frac{R'}{2W} \cdot n_0. \quad (2.65)$$

Подставляя найденное значение в ф-лу (2.63), получаем следующее:

$$\frac{U_2}{U_1} = e^{-\frac{R'}{2W} n_0}. \quad (2.66)$$

Если нас интересует отношение напряжения в начале линии к напряжению на n -м её звене, то в ф-лу (2.66) вместо U_2 надлежит подставить напряжение на n -м звене линии U_n , а полное число звеньев n_0 заменить номером звена n , на котором измеряется напряжение U_n . Таким образом, окончательная формула для передаточного числа принимает следующий вид:

$$\frac{U_n}{U_1} = e^{-\frac{R'}{2W} n}. \quad (2.67)$$

Располагая всеми необходимыми зависимостями, поясним работу искусственной линии типа LC на численном примере.

Положим, что искусственная линия образована 18 звеньями, из которых каждое составлено из катушки с индуктивностью $L' = 35 \text{ мГн}$ и конденсатора ёмкостью $C' = 500 \text{ пФ}$, активное сопротивление катушки равно $R' = 80 \text{ ом}$, а утечка конденсатора равна нулю ($G' = 0$).

Пользуясь ф-лой (2.54), находим волновое сопротивление искусственной линии

$$\dot{W} = \sqrt{\frac{L'}{C}} = \sqrt{\frac{35 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{12}}{500}} \approx 8370 \text{ ом}.$$

Следовательно, для получения в данной искусственной линии бегущих волн её концы должны быть замкнуты на активное сопротивление 8370 ом.

Далее по ф-ле (2.59) определяем частоту переменного напряжения, которое нужно подвести к началу линии для получения напряжения в её конце, сдвинутого на 180° по отношению к напряжению в начале линии,

$$f_0 = \frac{R'}{2n_0\sqrt{L'C'}} = \frac{1}{2 \cdot 18 \sqrt{35 \cdot 10^{-3} \cdot 500 \cdot 10^{-12}}} \approx 6600 \text{ гц.}$$

Итак, в данной искусственной линии, при замыкании её концов на активное сопротивление 8370 ом и подведении к её началу переменного напряжения с частотой 6600 гц, можно получить дискретные значения фазового сдвига (при передвижении ползунка по звеньям искусственной линии) в пределах $0 \div 180^\circ$ с интервалами в 10° .

На рис. 2.44 приведена экспериментально снятая зависимость фазового сдвига φ в функции номера звена, с которого

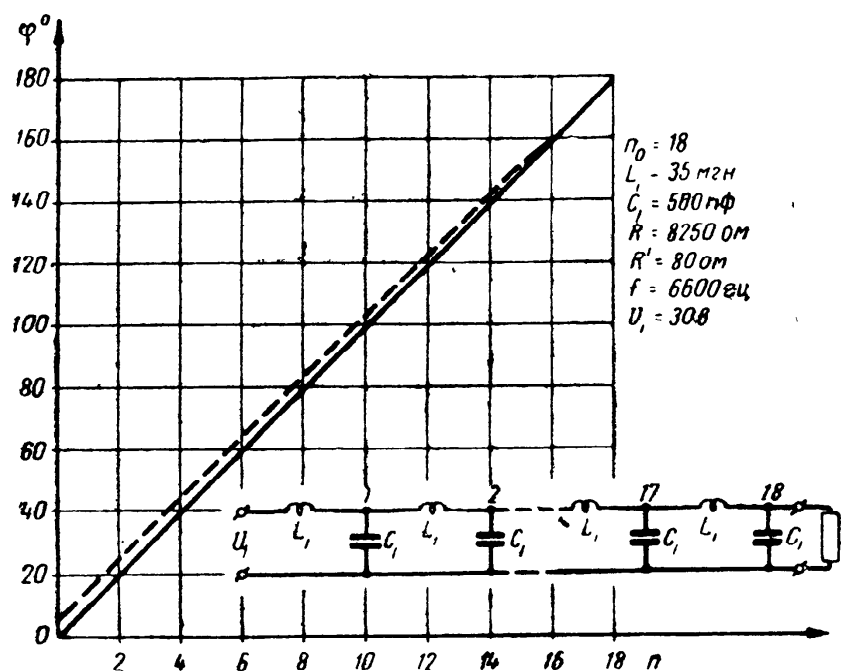


Рис. 2.44

снимается напряжение, для искусственной линии, рассматриваемой в данном численном примере. Расчётная зависимость [по ф-ле (2.62)] нанесена на этом же рисунке прямой линией.

Наконец, по ф-ле (2.65) находим затухание линии

$$\beta l_0 = \frac{R'}{2W} n_0 = \frac{80 \cdot 18}{2 \cdot 8370} = 0,086.$$

Отсюда соотношение напряжений на входе и выходе искусственной линии [ф-ла (2.66)] равно

$$\frac{U_2}{U_1} = e^{-0,086} = 0,92.$$

Таким образом, напряжение в конце линии U_2 составляет 92% от напряжения в её начале, т. е. передаточное число достаточно близко к единице.

Пользуясь ф-лой (2.66), легко найти передаточное число для любого звена искусственной линии. Из этой формулы следует, например, что бегущая волна напряжения, достигнув 10-го звена линии, уменьшит свою величину до 95% от напряжения в начале линии

$$\frac{U_{10}}{U_1} = e^{-\frac{80}{2,8370} \cdot 10} = e^{-0,0478} \approx 0,95.$$

Отметим попутно, что это напряжение [согласно ф-ле (2.62) и рис. 2.44] будет сдвинуто по фазе относительно напряжения в начале линии на 100° .

Выясним теперь вопрос о влиянии частоты переменного напряжения, приложенного к входу искусственной линии типа LC , на пределы изменения фазового сдвига и на интервалы между дискретными значениями фазового сдвига в заданных пределах.

Если искусственная линия при числе звеньев n_0 и при частоте питающего напряжения f_0 обеспечивает фазовый сдвиг между входным U_1 и выходным U_2 напряжениями, равный 180° , то при частоте f , отличной от f_0 , будет иметься фазовый сдвиг ψ , не равный 180° . Значение этого угла определится формулой

$$\psi = \omega n_0 \sqrt{L' C'} = 2\pi f n_0 \sqrt{L' C'}. \quad (2.68)$$

Определяя далее из ф-лы (2.59) значение

$$\sqrt{L' C'} = \frac{1}{2n_0 f_0}$$

и подставляя его в ф-лу (2.68), имеем

$$\psi = \pi \frac{f}{f_0}. \quad (2.69)$$

Полученная формула отличается от аналогичной формулы для искусственной линии типа RC тем, что в ней отношение частот $\frac{f}{f_0}$ входит не под знаком корня, а в первой степени.

Таким образом, при искусственной линии типа LC необходимо следующее изменение частоты переменного напряжения, подводимого к линии, для получения характерных пределов изменения фазового сдвига:

при $f = f_0$	фазовый сдвиг	меняется	в пределах	$0 \div 180^\circ$
„ $f = \frac{3}{2} f_0$	„	„	„	$0 \div 270^\circ$
„ $f = 2f_0$	„	„	„	$0 \div 360^\circ$
„ $f = \frac{1}{2} f_0$	„	„	„	$0 \div 90^\circ$

В заключение целесообразно ещё раз подчеркнуть принципиальное отличие между фазовращателями мостикового, гониометрического и других типов и фазовращателями, использующими искусственную линию.

Фазовращатели первого типа (мостиковые и др.) позволяют получить заданный фазовый сдвиг между напряжениями на входе и выходе фазовращателя в определённом интервале, зависящем от схемы и конструкции фазовращателя; в этом интервале фазовращатель допускает плавное регулирование фазового сдвига. Допуская плавное изменение фазового сдвига в некоторых случаях до 360° , фазовращатели данного типа позволяют получить на выходе только одно выходное напряжение заданной величины и фазы. Получение одновременно двух или более напряжений, имеющих различные фазовые сдвиги по отношению к входному напряжению, в таких фазовращателях невозможно.

Фазовращатели второго типа (с искусственной линией) допускают только дискретные изменения фазового сдвига, но позволяют получить одновременно несколько выходных напряжений, имеющих различные фазовые сдвиги по отношению к входному напряжению; для этого выходные напряжения снимаются с различных звеньев искусственной линии. Фазовращатели такого типа могут быть использованы, например, для получения трёхфазного напряжения, необходимого электронному переключателю при одновременном проектировании трёх кривых на экране электронно-лучевого осциллографа (см. стр. 13).

Глава 3

ФАЗОВЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПРИ МОДУЛЯЦИИ

§ 3.1. Общие понятия

Сущность модуляции при радиотелефонной передаче состоит в том, что амплитуда, фаза или частота колебаний в излучающей системе радиопередатчика изменяются в такт со звуковыми колебаниями, воздействующими на микрофон, включённый в соответствующие цепи радиопередатчика.

В зависимости от того, подвергается ли изменению при модуляции амплитуда, фаза или частота колебаний радиопередатчика, различают соответственно амплитудную, фазовую и частотную модуляцию.

Рассмотрим два вида модуляции (амплитудную и фазовую) для простейшего случая: именно для случая, когда высокочастотные колебания радиопередатчика ω модулируются всего лишь одной звуковой частотой Ω .

Мгновенное значение тока в антенне радиопередатчика может быть представлено выражением

$$i = I_m \sin(\omega t_1 + \varphi), \quad (3.1)$$

в котором I_m — амплитуда колебания, ω — его угловая частота и φ — начальная фаза.

Обратимся к рассмотрению амплитудной модуляции. Полагая, что ток модулирующей частоты изменяется по синусоидальному закону, получаем следующее выражение для амплитуды тока:

$$I_m = I_{m0} (1 + m \sin \Omega t). \quad (3.2)$$

Здесь m — коэффициент модуляции, показывающий, как сильно изменяется амплитуда колебаний при модуляции (m изменяется от 0 до 1 или 100%).

При отсутствии модуляции ($m=0$) в антенне радиопередатчика имеются колебания постоянной амплитуды; в случае

модуляции со звуковой частотой Ω амплитуда колебаний изменяется в такт с этой частотой, причём глубина этого изменения определяется величиной m .

Подставив значение I_m из ур-ния (3.2) в выражение (3.1), получаем

$$i = I_{m0} (1 + m \sin \Omega t) \sin (\omega t_1 + \varphi).$$

Во время амплитудной модуляции ω и φ остаются постоянными; это позволяет считать

$$\omega t_1 + \varphi = \omega_0 t.$$

Тогда очевидно

$$i = I_{m0} (1 + m \sin \Omega t) \sin \omega_0 t$$

или, иначе,

$$i = I_{m0} \sin \omega_0 t + I_{m0} m \sin \omega_0 t \cdot \sin \Omega t.$$

Разлагая второе слагаемое правой части по известной формуле тригонометрии, имеем

$$i = I_{m0} \sin \omega_0 t + I_{m0} \frac{m}{2} \cos(\omega_0 - \Omega) t - I_{m0} \frac{m}{2} \cos(\omega_0 + \Omega) t. \quad (3.3)$$

Полученное выражение тока, модулированного по амплитуде, показывает, что спектр частот, излучаемых радиопередатчиком, состоит из несущей частоты ω_0 и двух боковых частот $\omega_0 - \Omega$; $\omega_0 + \Omega$ (рис. 3.1). Полоса частот, занимаемая радиопередат-

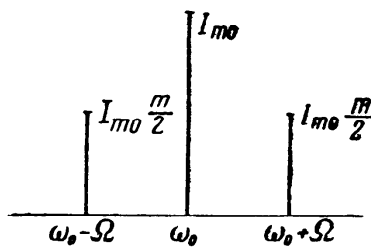


Рис. 3.1

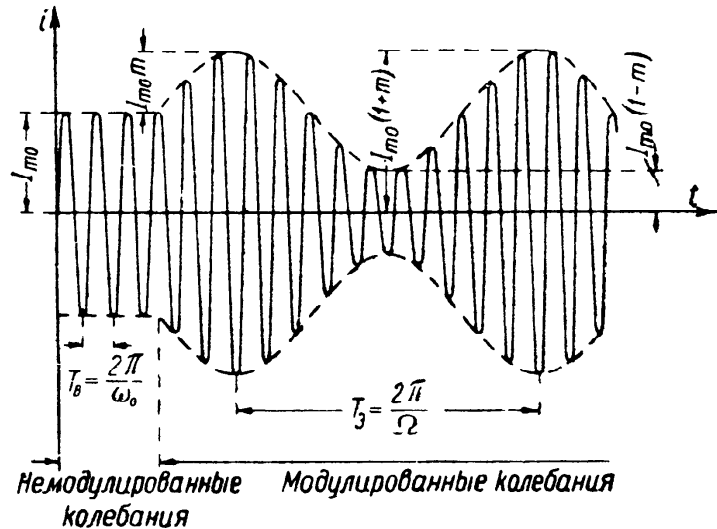


Рис. 3.2

чиком, в случае модуляции всего лишь одной звуковой частотой Ω равна 2Ω .

Изменение тока, модулированного по амплитуде, графически показано на рис. 3.2. Если модуляции нет, то колебания имеют постоянную амплитуду I_{m0} ; при модуляции эта амплитуда изменяется в пределах от $I_{m0} (1+m)$ до $I_{m0} (1-m)$. Период колебания высокой (несущей) частоты обозначен на рис. 3.2 буквой $T_в$, а период колебания звуковой (модулирующей) частоты — буквой $T_з$.

Изменение огибающей модулированного тока легко показать также при помощи векторной диаграммы. Нанося на плоскость рисунка вектор I_{m0} (рис. 3.3) и полагая, что эта плоскость вращается в сторону, совпадающую с направлением вращения вектора I_{m0} , и с той же угловой скоростью ω_0 , получаем вектор тока несущей частоты неподвижным. Что же касается векторов тока частот модуляции, то они, будучи равны $I_{m0} \frac{m}{2}$, вращаются с угловыми скоростями $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$ или относительно неподвижного вектора несущего тока с угловыми скоростями $+\Omega$ и $-\Omega$. Один из векторов тока модуляции всё время обгоняет вектор несущего тока (вращается против часовой стрелки), а другой отстаёт от него (вращается по часовой стрелке), поэтому все три вектора периодически занимают ряд характерных положений, показанных на рис. 3.4 (для удобства графического сложения вектора тока частот модуляции приложены к концу вектора несущего тока). На рис. 3.4 буквой O обозначен вектор тока несущей частоты, а буквами B и H обозначены соответственно векторы тока верхней и нижней частот модуляции.

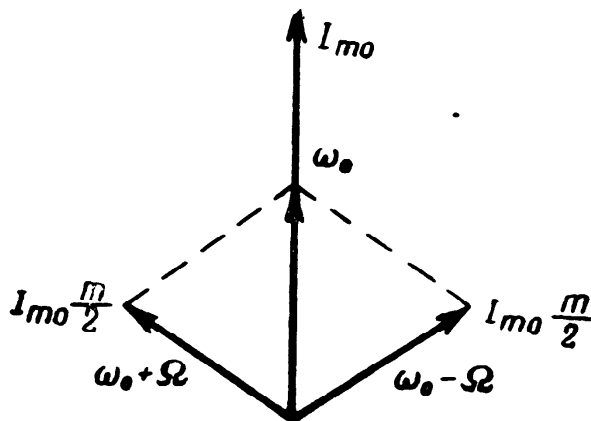


Рис. 3.3

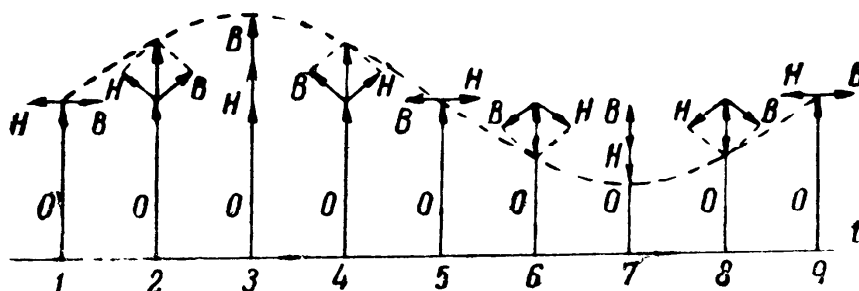


Рис. 3.4

Векторы модулирующего тока, суммируясь с вектором несущего тока, вызывают изменение результирующего (модулированного) тока в следующих пределах:

а) для момента времени, соответствующего на рис. 3.4 точке 3,

$$O + H + B = I_{m0} + I_{m0} \frac{m}{2} + I_{m0} \frac{m}{2} = I_{m0} (1 + m);$$

б) для момента времени, отвечающего точке 7,

$$O - H - B = I_{m0} - I_{m0} \frac{m}{2} - I_{m0} \frac{m}{2} = I_{m0} (1 - m).$$

Таким образом, если коэффициент модуляции равен 100%, то ток изменяется от нуля до удвоенного значения тока несущей частоты. Так как мощность пропорциональна квадрату тока, то при стопроцентной амплитудной модуляции получается изменение мощности от нуля до учетверённого значения мощности при несущей частоте. Столь значительное колебание мощности при амплитудной модуляции предъявляет ряд серьёзных требований к элементам колебательных систем, электронным лампам и другим деталям.

Перейдём к фазовой модуляции. В данном случае во время модуляции изменяется фаза колебаний высокой частоты ω со звуковой частотой Ω и закон изменения фазы колебаний можно представить зависимостью

$$\varphi = \varphi_0 (1 + m_\varphi \sin \Omega t).$$

Подставив это значение для φ в ф-лу (3.1), получаем

$$i = I_m \sin (\omega t_1 + \varphi_0 + m_\varphi \varphi_0 \sin \Omega t).$$

Обозначив

$$\omega t_1 + \varphi_0 = \omega_0 t$$

и

$$m_\varphi \varphi_0 = M_\varphi$$

и снабдив амплитудное значение тока индексом 0, получаем

$$i = I_{m0} \sin (\omega_0 t + M_\varphi \sin \Omega t). \quad (3.4)$$

Величина M_φ носит название индекса фазовой модуляции.

Разлагая последнее выражение по известной формуле тригонометрии, имеем

$$i = I_{m0} \sin \omega_0 t \cdot \cos (M_\varphi \sin \Omega t) + I_{m0} \cos \omega_0 t \cdot \sin (M_\varphi \sin \Omega t). \quad (3.5)$$

Но, в соответствии с теорией бесселевых функций, выражения $\cos (M_\varphi \sin \Omega t)$ и $\sin (M_\varphi \sin \Omega t)$ можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} \cos (M_\varphi \sin \Omega t) &= J_0 (M_\varphi) + 2J_2 (M_\varphi) \cos 2\Omega t + 2J_4 (M_\varphi) \cos^2 2\Omega t + \dots \\ \sin (M_\varphi \sin \Omega t) &= 2J_1 (M_\varphi) \sin \Omega t + 2J_3 (M_\varphi) \sin^3 \Omega t + \\ &+ 2J_5 (M_\varphi) \sin^5 \Omega t + \dots \end{aligned}$$

Здесь $J_n (M_\varphi)$ является бесселевой функцией первого рода n -го порядка от аргумента M_φ .

Учитывая написанные выражения, переписываем ур-ние (3.5):

$$\begin{aligned} i = I_{m0} [&J_0 (M_\varphi) \sin \omega_0 t + 2J_1 (M_\varphi) \sin \Omega t \cos \omega_0 t + \\ &+ 2J_2 (M_\varphi) \cos 2\Omega t \sin \omega_0 t + \\ &+ 2J_3 (M_\varphi) \sin 3\Omega t \cos \omega_0 t + \dots]. \end{aligned}$$

Пользуясь тригонометрическими соотношениями, представим последнюю формулу в ином виде:

$$i = I_{m0} \{ J_0(M_\phi) \sin \omega_0 t + J_1(M_\phi) [\sin(\omega_0 + \Omega) t - \sin(\omega_0 - \Omega) t] + J_2(M_\phi) [\sin(\omega_0 + 2\Omega) t + \sin(\omega_0 - 2\Omega) t] + J_3(M_\phi) [\sin(\omega_0 + 3\Omega) t - \sin(\omega_0 - 3\Omega) t] + \dots \}. \quad (3.6)$$

Выражение для тока, модулированного по фазе, показывает, что в данном случае спектр колебания состоит из несущей частоты ω_0 и бесконечно большого числа боковых частот (несмотря на то, что модуляция производилась всего лишь одной звуковой частотой Ω).

Обратившись к графику, показывающему изменение $J_n(M_\phi)$ в функции M_ϕ (рис. 3.5), легко установить, что для небольших значений индекса фазовой модуляции M_ϕ получаемый спектр частот приблизительно равен спектру частот колебания, модулированного по амплитуде. Так, например, если $M_\phi = 0,4$, что соответствует углу поворота вектора приблизительно на 30° , то

$$\begin{aligned} J_0(0,4) &= 0,9604; \\ J_1(0,4) &= 0,1960; \\ J_2(0,4) &= 0,0197; \\ J_3(0,4) &= 0,0013. \end{aligned}$$

Отбрасывая значения амплитуд, меньшие $0,1 I_{m0}$, получаем

$$i_1 \approx 0,96 I_{m0} \sin \omega_0 t + 0,20 I_{m0} \sin(\omega_0 + \Omega) t - 0,20 I_{m0} \sin(\omega_0 - \Omega) t.$$

Графически это представлено на рис. 3.6.

При фазовой модуляции амплитуда тока во время модуляции сохраняется постоянной, т. е., иными словами, мощность, отдаваемая генератором, не меняется. Поэтому появление боковых частот модуляции должно вызвать перераспределение мощности, отдаваемой генератором, между боковыми частотами и несущей; при этом перераспределении сум-

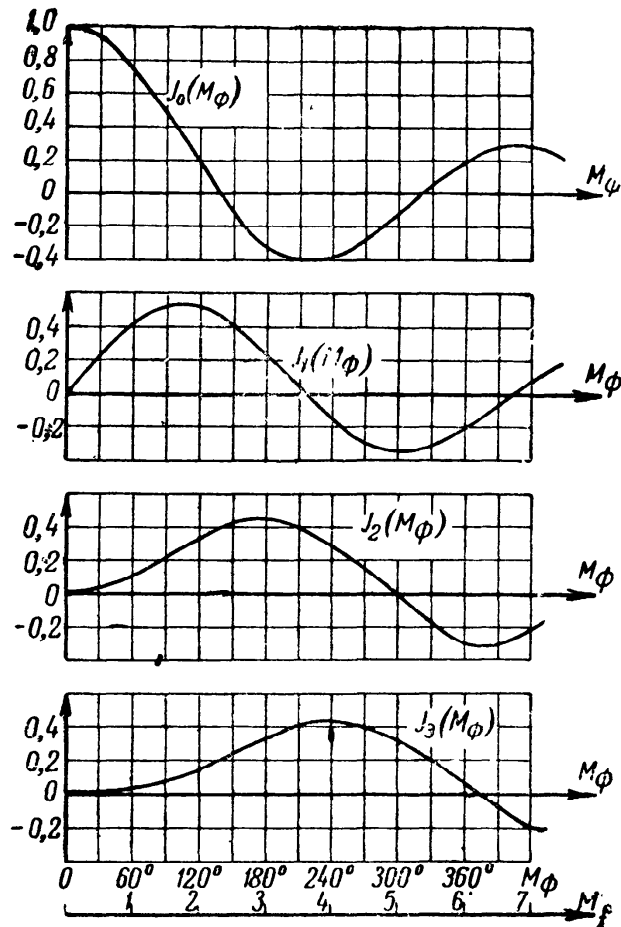


Рис. 3.5

ма мощности боковых частот и несущей должна остаться неизменной.

Изложенные выше соображения подтверждаются известным соотношением

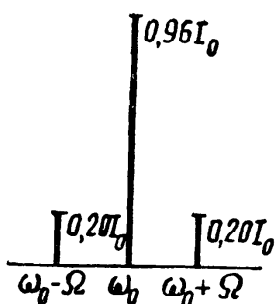


Рис. 3.6

$$J^2(M_\phi) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_n^2(M_\phi) = 1. \quad (3.7)$$

В самом деле, если модуляция отсутствует, то в колебательной системе циркулирует ток, равный I_{m0} (рис. 3.7); генератор в этом случае развивает мощность, пропорциональную квадрату тока I_{m0} .

Из уравнения (3.6) следует, что при $M_\phi = 0$

$$i = I_{m0} \sin \omega_0 t,$$

так как

$$J_0(0) = 1 \text{ и } J_n(0) = 0.$$

Если же, как это было рассмотрено выше, $M_\phi = 0,4$, то амплитуда тока несущей частоты равна $0,9604 I_{m0}$, а амплитуды тока двух ближайших боковых частот равны $0,1960 I_{m0}$.

Пользуясь выражением (3.7), получаем

$$0,9604^2 + 2 \cdot 0,1960^2 = 0,9992.$$

Таким образом, в данном случае при ограничении спектра модулированного колебания только несущей частотой ω_0 и двумя боковыми частотами $\omega_0 \pm \Omega$ на все остальные частоты спектра [которых, как это следует из выражения (3.7), бесконечно большое число] приходится всего лишь 0,08% мощности, развиваемой генератором.

Следовательно, в энергетическом отношении между амплитудной и фазовой модуляцией имеется существенное различие: в случае фазовой модуляции мощность при наличии и отсутствии модуляции имеет постоянную величину, при амплитудной же модуляции мощность во время модуляции меняется, достигая на пике (при $m = 100\%$) учетверённого значения мощности, развиваемой генератором в режиме несущей частоты. Указанное повышение мощности при амплитудной модуляции обуславливается тем, что во время модуляции к постоянному значению мощности при несущей частоте (мощ-

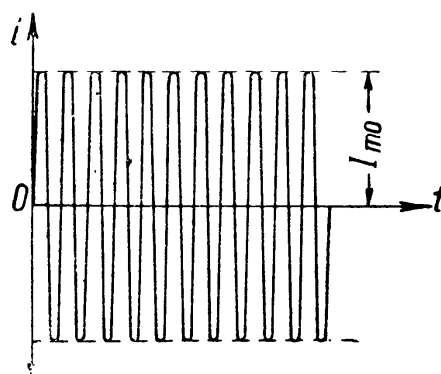


Рис. 3.7

ности при отсутствии модуляции) добавляется мощность боковых частот.

Построим векторную диаграмму токов при фазовой модуляции. Обращаясь к ур-нию (3.5), замечаем, что для небольших значений M_ϕ можно считать с достаточной точностью

$$\cos(M_\phi \sin \Omega t) \approx 1 \text{ и } \sin(M_\phi \sin \Omega t) \approx M_\phi \sin \Omega t.$$

Таким образом, для малых значений M_ϕ ур-ние (3.5) принимает вид

$$i = I_{m0} \sin \omega_0 t + I_{m0} M_\phi \sin \Omega t \cos \omega_0 t. \quad (3.8)$$

Сопоставляя полученное выражение с аналогичным выражением для амплитудной модуляции

$$i = I_{m0} \sin \omega_0 t + I_{m0} m \sin \Omega t \cdot \sin \omega_0 t,$$

заключаем, что при фазовой модуляции результирующий вектор боковых частот, так называемый модулирующий вектор (второе слагаемое правой части формулы), будет в квадратуре с вектором несущей частоты (первое слагаемое правой части формулы).

Развёртывая ф-лу (3.8), имеем

$$i = I_{m0} \sin \omega_0 t + \frac{I_{m0} M_\phi}{2} \cos(\omega_0 + \Omega) t + \frac{I_{m0} M_\phi}{2} \cos(\omega_0 - \Omega) t.$$

Итак, при фазовой модуляции с малым индексом M_ϕ модулированный ток также состоит из трёх слагаемых: вектора тока несущей частоты ω_0 и двух векторов тока боковых частот модуляции $\omega_0 \pm \Omega$. Что касается взаимной ориентировки этих векторов, то, как отмечено выше, результирующий вектор токов боковых частот модуляции должен быть в квадратуре с вектором тока несущей частоты (рис. 3.8).

Таким образом, при модуляции, в зависимости от взаимного расположения векторов тока боковых частот модуляции, их равнодействующая будет направлена то вправо, то влево относительно вектора тока несущей частоты, вследствие этого результирующий вектор (геометрическая сумма вектора I_{m0} и двух векторов $\frac{I_{m0} M_\phi}{2}$) будет изменять во время модуляции свою фазу по отношению к вектору тока несущей частоты I_{m0} .

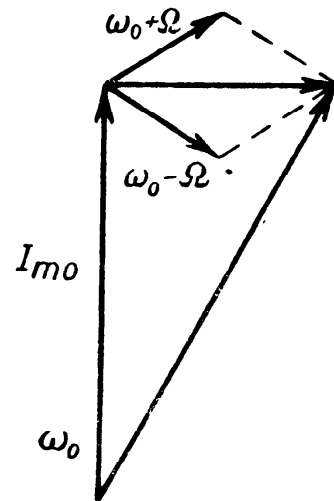


Рис. 3.8

Взаимное расположение векторов в течение периода звуковой частоты модуляции показано на рис. 3.9. На этом рисунке буквой O обозначен вектор тока несущей частоты и буквами H и B — векторы тока нижней и верхней боковых частот модуляции.

Из сравнения рис. 3.3 и 3.8, между прочим, следует, что если повернуть равнодействующий вектор токов боковых ча-

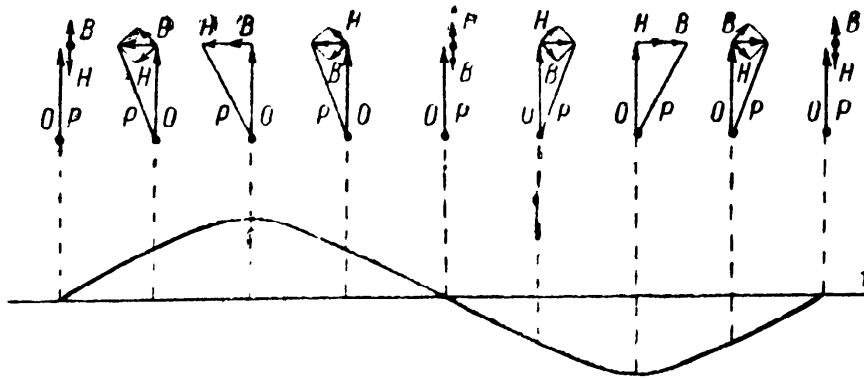


Рис. 3.9

стот модуляции (рис. 3.3) на 90° , то колебания, модулированные по амплитуде, превратятся в колебания, модулированные по фазе (рис. 3.8). Возможность изменения фазовых соотношений между компонентами модулированной волны, как это будет показано в последующих параграфах, позволяет успешно решить ряд задач, выдвигаемых практикой.

ПРИЛОЖЕНИЕ К § 3.1

Изложенные в настоящем параграфе общие понятия в отношении двух видов модуляции (амплитудной и фазовой) основывались на представлении модулированного колебания в виде спектра частот, в простейшем случае состоящего из трёх частот (несущей частоты и двух боковых частот модуляции), находящихся между собой в различных фазовых соотношениях (в зависимости от вида модуляции). Данный спектральный метод анализа модулированных колебаний в настоящее время прочно вошёл в практику и продолжает давать плодотворные результаты; с некоторыми из них мы ознакомимся в последующих параграфах этой главы.

Честь открытия возможности спектрального анализа модулированного колебания принадлежит крупнейшему русскому учёному — радиоспециалисту академику М. В. Шулейкину, который ещё в 1916 г. опубликовал в журнале «Известия по минному делу» работу о применении генератора высокой частоты для радиотелефонирования. В этой работе математически было показано существование боковых полос при модуляции и дано выражение модулированного тока. За границей

учёные к той же мысли пришли только через несколько лет.

Исходя из положения о реальности существования боковых частот, можно показать, что для неискажённого воспроизведения радиотелефонной передачи необходимо, чтобы колебательные системы, через которые передаются модулированные колебания, обладали вполне определённой полосой пропускания (чтобы боковые частоты проходили через эти системы без заметного ослабления). Можно подойти к этому вопросу и с позиций, рассматривающих модулированное колебание как колебание одной частоты, но меняющее свою амплитуду. В этом случае также можно показать, что для неискажённого воспроизведения радиотелефонной передачи (для точного воспроизведения изменений амплитуды модулированного колебания) необходимо, чтобы колебательные системы, через которые проходит модулированное колебание, имели бы вполне определённую постоянную времени.

Подход к выбору элементов колебательных систем как с позиции обеспечения необходимого значения полосы пропускания, так и с позиции обеспечения необходимой величины постоянной времени приводит к одинаковым результатам.

Из общей теории радиотехники известно (О. Р., стр. 66) следующее уравнение резонансной кривой последовательного колебательного контура (цепи, состоящей из последовательно включённых индуктивности L , ёмкости C и сопротивления R):

$$\frac{I}{I_p} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[Q \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right]^2}}. \quad (3.9)$$

Так как

$$\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \approx \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{2\Delta f}{f_0},$$

то

$$\frac{I}{I_p} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(Q \frac{2\Delta f}{f_0} \right)^2}}.$$

Из этой формулы легко получить следующее выражение:

$$Q \frac{2\Delta f}{f_0} = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{I}{I_p} \right)^2}}{\frac{I}{I_p}}.$$

Учитывая далее, что

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{2\pi f_0 L}{R},$$

получаем

$$\frac{2L}{R} \cdot 2\Delta f = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{I}{I_p}\right)^2}}{\pi \frac{I}{I_p}}. \quad (3.10)$$

Но, как известно, $\frac{2L}{R}$ представляет собой постоянную времени последовательного колебательного контура; для сокращения письма обозначим эту величину буквой T . Величина $2\Delta f$ является абсолютным значением полосы пропускания этого контура; эту величину обозначим буквой F . Тогда ф-ла (3.10) может быть переписана следующим образом:

$$TF = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{I}{I_p}\right)^2}}{\pi \frac{I}{I_p}}$$

или, иначе,

$$TF = K. \quad (3.11)$$

Итак, для простейшего контура произведение постоянной времени T на абсолютное значение полосы пропускания F является постоянной величиной K . Эта последняя зависит от заданной величины $\frac{I}{I_p}$; для обычно применяемого в практике соотношения $\frac{I}{I_p} = 0,707$ величина $K = \frac{1}{\pi}$.

Из соотношения $TF = K$ следует, что выбор широкой полосы пропускания автоматически обеспечивает малое значение постоянной времени и, наоборот, — выбор малой величины постоянной времени автоматически обеспечивает широкую полосу пропускания.

Таким образом, выбрав надлежащую величину полосы пропускания или, что то же, надлежащее значение постоянной времени, мы получаем незначительное уменьшение коэффициента модуляции. Это с позиции спектрального анализа следует из того, что вследствие достаточной полосы пропускания боковые частоты не ослабляются и это не отражается на коэффициенте модуляции.

Рассмотрение процесса модуляции как процесса изменения амплитуды колебания при постоянной его частоте приводит к тому же следствию: благодаря малой величине постоянной времени колебательных систем они имеют возможность «точно следить» за изменением амплитуды колебаний, что также не должно вызывать уменьшения коэффициента модуляции.

§ 3.2. Превращение модуляции одного вида в другой

В предыдущем параграфе при рассмотрении векторных диаграмм для амплитудной (рис. 3.3) и фазовой (рис. 3.8) модуляции отмечалось, что равнодействующий вектор токов боковых частот (так называемый модулирующий вектор) при амплитудной модуляции находится в фазе с вектором тока несущей частоты, тогда как при фазовой модуляции эти векторы находятся в квадратуре. Там же отмечалось, что при малом значении индекса фазовой модуляции M_ϕ можно не считаться с боковыми частотами второго и более высоких порядков.

Таким образом, схема, позволяющая преобразовывать один вид модуляции в другой, должна включать следующие элементы: а) устройство, позволяющее отделить боковые частоты от несущей (вектор модулирующего тока от вектора тока несущей частоты), б) фазовращатель для поворота фазы векторов боковых частот или вектора тока несущей частоты на 90° и в) устройство, допускающее сложение повернутого на угол 90° вектора модулирующего тока с вектором тока несущей частоты.

Установив принципиальную возможность преобразования одного вида модуляции в другой, рассмотрим две практические схемы преобразователей модуляции.

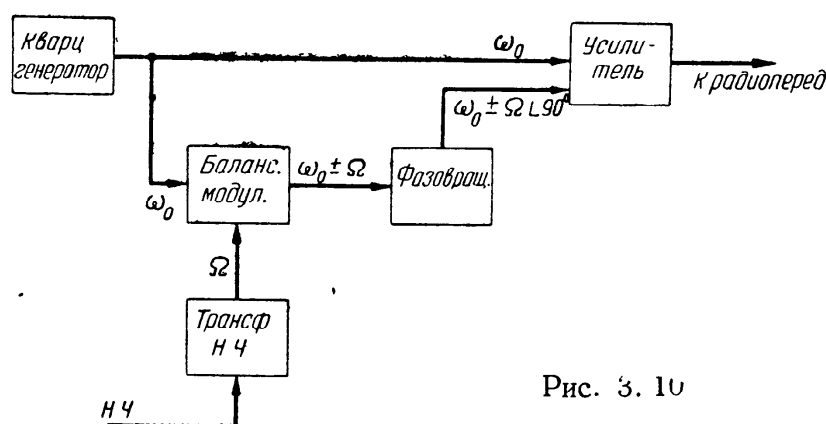


Рис. 3.10

На рис. 3.10 и 3.11 представлены соответственно блок-схема и практическая схема устройства для преобразования амплитудной модуляции в фазовую. Подобного рода схемы находят применение в частотно-модулированных радиовещательных передатчиках ультракоротких волн. Преобразователь модуляции данного типа состоит из кварцевого генератора, возбуждающего усилитель и через него последующие ступени радиопередатчика. Возбуждение усилителя происходит по двум каналам: по первому каналу от кварцевого генератора поступает на усилитель переменное напряжение несущей частоты ω_0 , по второму каналу на усилитель подаётся то же напряжение несущей частоты ω_0 , подвергающееся некоторой обработке в балансном модуляторе и фазовращателе.

Балансный модулятор, как это будет показано в следующем параграфе, позволяет при подведении к нему переменных напряжений несущей частоты ω_0 и модулирующей час-

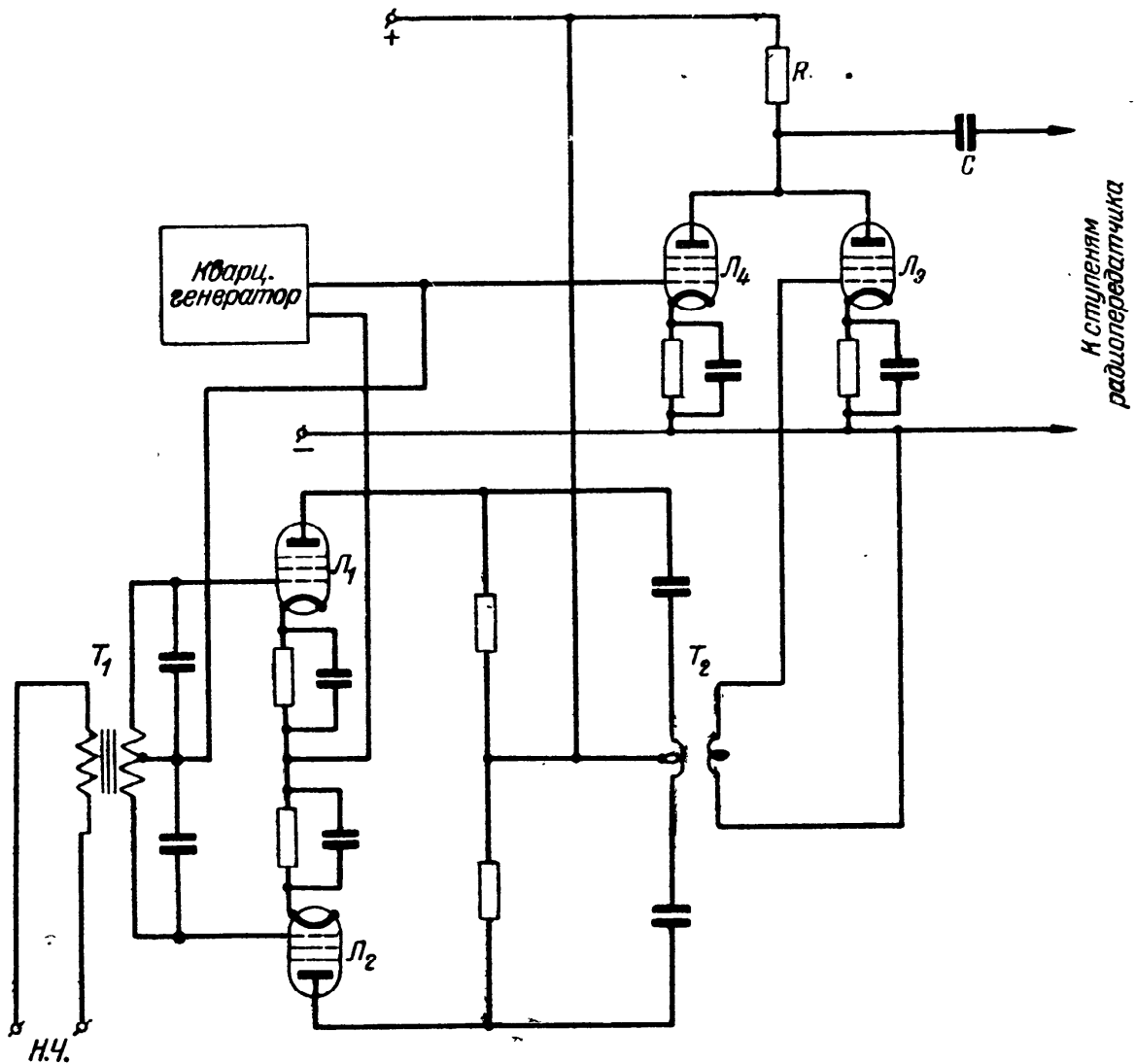


Рис. 3.11

сты Ω получать на выходе схемы переменное напряжение только боковых частот модуляции $\omega_0 \pm \Omega$.

Если бы вместо балансного модулятора во втором канале находился обычный модулятор, то на его выходе имелось бы переменное напряжение несущей частоты ω_0 , модулированное по амплитуде со звуковой частотой Ω . Вследствие свойств балансного модулятора переменные напряжения несущей частоты компенсируются (балансируются) и на выходе схемы присутствует только один продукт амплитудной модуляции — модулирующий вектор (геометрическая сумма векторов напряжения боковых частот модуляции). Это напряжение поступает далее в фазовращатель, который поворачивает его фазу на 90° , и затем напряжение модулирующего вектора поступает в усилитель.

Итак, усилитель получает возбуждение по двум каналам, из которых по первому подаётся напряжение несущей частоты ω_0 , а по второму — напряжение боковых частот $\omega_0 \pm \Omega$, полученное как продукт амплитудной модуляции в балансном модуляторе. Напряжение второго канала повернуто по фазе на 90° (в фазовращателе). В усилителе происходит сложение и усиление напряжений, поступающих по обоим каналам, в результате чего на выходе усилителя получается переменное напряжение, модулированное по фазе.

Совершенно очевидно, что фазовращатель может быть перенесён из второго канала возбуждения усилителя в первый. Тогда преобразование амплитудной модуляции в фазовую будет осуществляться путём сложения напряжений модулирующего вектора с вектором напряжения несущей частоты, повернутым на 90° .

Практическая схема преобразователя модуляции данного типа показана на рис. 3.11. Здесь напряжение высокой частоты ω_0 (несущей частоты) от кварцевого генератора поступает на усилительную лампу L_4 и одновременно на лампы балансного модулятора L_1 и L_2 ; на эти же лампы балансного модулятора поступает модулирующее напряжение (через трансформатор T_1). Полученное на выходе балансного модулятора напряжение боковых частот модуляции поступает в фазовращатель (трансформатор T_2) и далее на усилительную лампу L_3 .

Усилительные лампы L_4 и L_3 имеют общее нагрузочное сопротивление R , на котором, таким образом, получается переменное напряжение частоты ω_0 , модулированное по фазе. Это переменное напряжение через конденсатор C поступает в последующие ступени передатчика, включающие в себя ограничители, умножители, усилители и другие специальные элементы схемы, позволяющие получить в антенне радиопередатчика частотно-модулированную радиовещательную передачу на ультракоротких волнах.

Преобразование амплитудной модуляции в фазовую нашло применение в радиопередающих схемах. Преобразование фазовой модуляции в амплитудную требуется в некоторых радиоприёмных устройствах.

В качестве примера рассмотрим схему для приёма модулированной по фазе радиотелефонной передачи¹⁾. Эта схема

1) Основной схемой для приёма передачи, модулированной по фазе, является схема фазового детектора, описанная в § 1.3, где показана возможность применения её в качестве дифференциального фазометра. Метод использования этой схемы для приёма телеграфной передачи, манипулированной по фазе, изложен в § 5.3. Для надёжной работы фазового детектора требуется весьма высокий класс стабильности частоты и фазы колебаний вспомогательного напряжения, подводимого к входным зажимам трансформатора T_1 схемы рис. 1.21. Вспомогательное напряжение для фазового детектора можно получить лишь путём выделения его из спектра принимаемого сигнала.

отличается от ряда других схем, предназначенных для приёма радиотелефонной передачи с фазовой модуляцией, тем, что в ней поворачивается фаза векторов напряжения боковых частот модуляции на 90° по отношению к вектору напряжения несущей частоты. В результате принятая передача, модулированная по фазе, превращается в обычную передачу с амплитудной модуляцией, которая далее может быть подвергнута детектированию и усилению методами, обычно применяемыми при радиоприёме амплитудной модуляции.

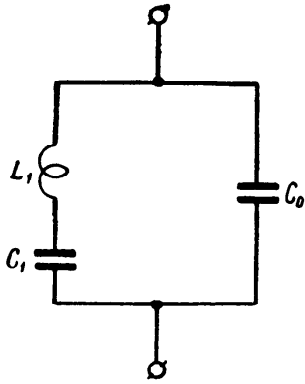


Рис. 3.12

Основным элементом, преобразующим в данном случае фазовую модуляцию в амплитудную, является кварцевый фильтр. В качестве последнего применяется надлежащим образом вырезанная и помещённая в кварцедержатель пластинка пьезокварца.

Эквивалентная схема пластинки пьезокварца, помещённой в кварцедержатель (при пренебрежении эквивалентным активным сопротивлением кварца), может быть представлена в виде колебательного контура L_1, C_1, C_0 (рис. 3.12), где C_0 представляет собой ёмкость кварцедержателя, в который помещена пластинка пьезокварца.

Колебательный контур, показанный на рис. 3.12, обладает частотами последовательного (цепь L_1, C_1) и параллельного (весь контур L_1, C_1, C_0) резонанса. В соответствии с этим диаграмма реактивного сопротивления пластинки пьезокварца в держателе представляется рис. 3.13. На этом рисунке отчётливо видны значения частот последовательного (ω_1) и параллельного (ω_2) резонансов. Эти частоты, как известно (О. Р., стр. 358), находятся в соотношении, определяемом ёмкостями C_1 и C_0 эквивалентного контура,

$$\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_1} = 50 \frac{C_1}{C_0} \% \quad (3.12)$$

Из ф-лы (3.12) следует, что путём изменения ёмкости кварцедержателя C_0 можно перемещать частоту параллельного резонанса ω_2 , приближая её или удаляя от частоты последовательного резонанса ω_1 .

Соотношение ёмкостей $\frac{C_0}{C_1}$ обычно измеряется несколькими сотнями, а следовательно, величина $\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_1}$ выражается десятками долями процента.

Обращаясь вновь к рис. 3.13, мы видим, что, за исключением узкой полосы частот $\omega_1 - \omega_2$, при всех отличных от этой полосы частотах, сопротивление эквивалентного контура носит ёмкостный характер. Это обстоятельство позволяет использовать пластинку пьезокварца в качестве преобразователя фазовой модуляции в амплитудную.

Принципиальная схема такого преобразователя показана на рис. 3.14. Здесь генератор G представляет собой источник переменной эдс, модулированной по фазе, Q — пластинка пьезокварца в держателе и R — активное сопротивление, на котором, как это будет показано ниже, выделяется в результате преобразования переменное напряжение, модулированное по амплитуде.

Для успешного действия схемы рис. 3.14 необходимо, чтобы частота последовательного резонанса ω_1 пластинки пьезокварца в точности была бы равна несущей частоте ω_0 модулированного по фазе источника переменной эдс (генератора G) и чтобы сопротивление R было бы значительно меньше реактивного сопротивления контура, эквивалентного пластинке пьезокварца; это последнее совершенно необходимо для того, чтобы фаза тока в цепи схемы рис. 3.14 практически определялась характером реактивного сопротивления кварцевого фильтра Q .

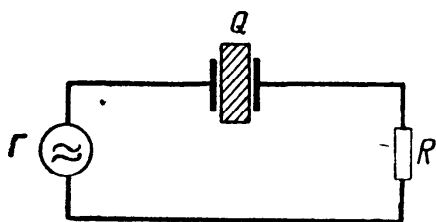
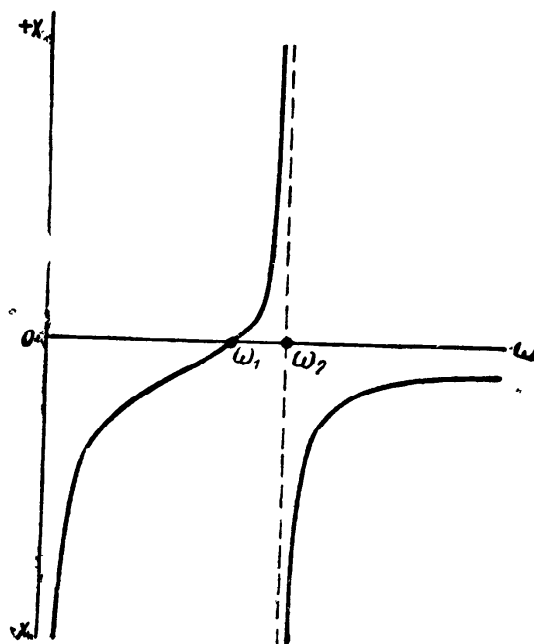


Рис. 3.14

При соблюдении указанных выше условий в схеме рис. 3.14 происходит следующее: эдс несущей частоты ω_0 , поскольку эта частота равна частоте последовательного резонанса ω_1 кварцевого фильтра, создаёт в цепи ток, совпадающий по фазе с этой эдс; вектор напряжения несущей частоты на сопротивлении R будет в фазе с вектором эдс несущей частоты, развиваемой генератором G ; что же касается боковых частот модуляции, расположенных правее и левее частоты последовательного резонанса ω_1 кварцевого фильтра, то эдс этих частот будет создавать в цепи ток боковых частот, опережаю-



с. 3.13

ший эдс боковых частот генератора Γ на 90° (конечно, при соблюдении указанного ранее условия в части соотношения сопротивления R и реактивного сопротивления кварцевого фильтра); в результате этого векторы напряжения боковых частот модуляции (или, что безразлично, вектор модулирующего напряжения) на сопротивлении R окажутся сдвинутыми по отношению к соответствующим векторам эдс генератора Γ на 90° , а это последнее приведёт к тому, что на сопротивлении R будет иметься переменное напряжение, модулированное по амплитуде.

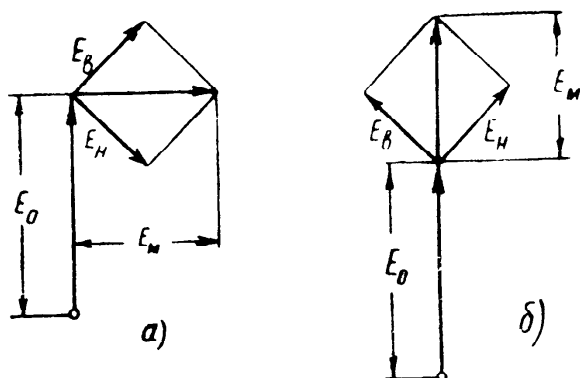


Рис. 3.15

Описанный выше процесс преобразования модуляции весьма наглядно следует из рассмотрения векторной диаграммы рис. 3.15.

На рис. 3.15 *a* показана векторная диаграмма модулированной по фазе переменной эдс генератора Γ (рис. 3.14); эта эдс состоит из двух слагаемых — вектора эдс несущей частоты E_0 и вектора модулирующей эдс E_m , расположенного под углом 90° к вектору E_0 ; вектор модулирующей эдс, как известно, является геометрической суммой векторов эдс верхней E_B и нижней E_H частот модуляции.

В результате преобразования модуляции, происходящего в схеме рис. 3.14, вектор напряжения несущей частоты на сопротивлении R будет иметь ту же фазу, что и вектор E_0 , вектор же модулирующего напряжения на сопротивлении R окажется повернутым на 90° по отношению к вектору модулирующей эдс E_m генератора Γ , что и приведёт к преобразованию фазовой модуляции (рис. 3.15 *a*) в амплитудную (рис. 3.15 *б*).

Преобразователь модуляции, схематически показанный на рис. 3.14, может быть включён в обычную схему супергетеродинного радиоприёмника, предназначенного для приёма фазово-модулированной радиотелефонной передачи; этот преобразователь должен быть включён в тракт радиоприёмника между усилителем промежуточной частоты и амплитудным детектором, после которого происходит усиление по низкой частоте до получения требуемого уровня сигнала на выходе радиоприёмника.

В заключение настоящего параграфа рассмотрим схему преобразования фазовой модуляции в амплитудную на радиовещательной станции. Эта оригинальная схема, предложенная

110

Ширексом¹⁾, в настоящее время, разумеется, представляет исторический интерес, показывая один из путей, по которому шла борьба за повышение КПД радиовещательной станции²⁾.

КПД мощного радиопередатчика, а следовательно, и радиовещательной станции определяется в основном величиной КПД его оконечной (выходной) ступени; поэтому данный метод, носивший название метода дефазирования (*par dephasage*), так же, как и другие методы повышения КПД радиовещательной станции, относится к воздействию на выходную ступень схемы.

Принципиальная схема выходной ступени при модуляции дефазированием показана на рис. 3.16. Как следует из этого рисунка, выходная ступень образована двумя лампами или двумя группами параллельно включённых ламп, сетки которых получают переменные напряжения, модулированные по фазе. Эти напряжения, формируемые в предшествующих ступенях передатчика, поступают в выходную ступень по двум каналам соответственно на сетки первой и второй группы ламп. Каждая группа ламп или, иначе, каждый канал выходной ступени имеет свой колебательный контур, образованный индуктивностями L и ёмкостями C , а также общее для обоих контуров сопротивление нагрузки R .

Принцип работы выходной ступени (рис. 3.16) показан на векторной диаграмме (рис. 3.17), относящейся к поведению колебательных токов как в контурах каналов, так и в нагрузочном сопротивлении.

Переменные напряжения, поступающие на сетки каналов выходной ступени сформированы в предшествующих ступенях таким образом, что векторы напряжений несущей частоты оказываются сдвинутыми на угол, близкий к 180° , а модулирующие векторы отдельных каналов находятся в противофазе.

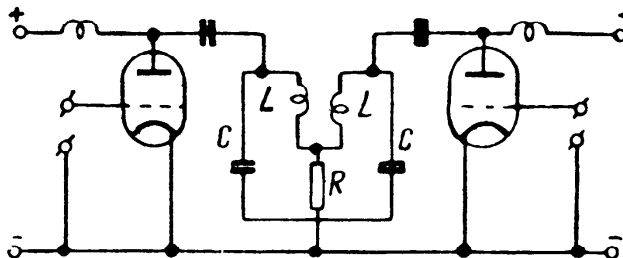


Рис. 3.16

Итак, при отсутствии модуляции (при равенстве нулю модулирующих векторов) сетки ламп каналов выходной ступени получают переменные напряжения от общего для обоих каналов возбуждателя; эти напряжения, как уже отмечалось ранее, фазовращателями, включёнными в предшествующих ступенях кана-

¹⁾ L'Onde Electrique, vol. 11, №121. Janvier 1932.

²⁾ Следует, однако, отметить, что эта схема, предложенная свыше 25 лет тому назад, начала вновь привлекать к себе внимание. Так, в августовском номере американского журнала «Broadcast News» за 1955 г. напечатано сообщение о том, что фирма RCA выпустила новый пятидесятикилваттный радиовещательный передатчик типа ВТА-50С, в котором используется указанная выше схема Ширекса.

лов, сдвигаются на угол, близкий к 180° . В соответствии с этим, колебательные токи в индуктивных ветвях контуров первого и второго каналов выходной ступени окажутся также сдвинутыми на угол, близкий к 180° ; эти токи показаны на рис. 3.17 векторами OC и OC' . Колебательный ток через сопротивление на-

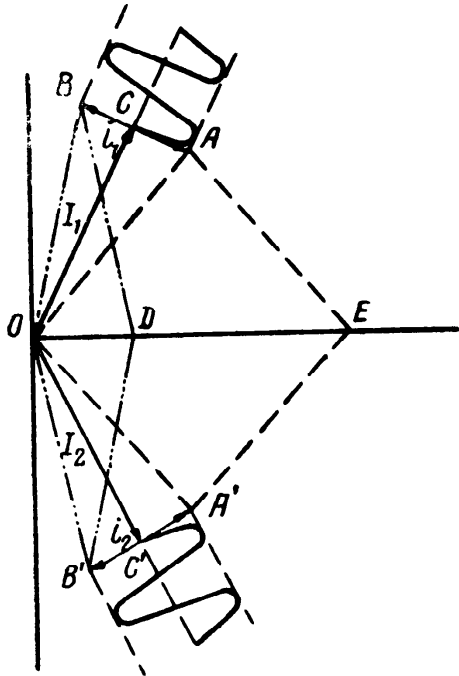


Рис. 3.17

грузки R представится геометрической суммой векторов OC и OC' ; этот вектор на рис. (3.17) не показан, чтобы не загромождать векторную диаграмму излишними построениями; отметим только, что один конец этого вектора находится в точке O , а другой расположен в некоторой точке, лежащей между точками D и E диаграммы.

Определив величину колебательного тока, проходящего через сопротивление нагрузки R в режиме несущей частоты (телефонной точке), перейдем к рассмотрению процесса модуляции. При модуляции сеточные напряжения, формируемые в предшествующих ступенях каналов, подвергаются фазовой модуляции; при этом модулирующие векторы сеточного напряжения, находящиеся, как

известно, в квадратуре с векторами напряжения несущей частоты, устанавливаются таким образом, чтобы модулирующий вектор сеточного напряжения одного канала был бы в противофазе модулирующему вектору сеточного напряжения другого канала.

Таким образом, к векторам колебательного тока выходных ступеней каналов OC и OC' соответственно приложатся модулирующие векторы колебательного тока CA и $C'A'$.

В соответствии с процессом модуляции, показанным синусоидами, нанесенными на продолжении векторов несущего тока каналов (векторов OC и OC'), векторы модулирующего тока каналов будут занимать различные положения между их крайними значениями CA и CB для одного канала и $C'A'$ и $C'B'$ — для другого.

Отсюда следует, что векторы результирующих токов в выходных ступенях каналов будут занимать различные положения между их крайними положениями, определяемыми соответственно векторами OA и OB для одного канала и векторами OA' и OB' — для другого.

Определяя геометрическую сумму колебательных токов выходных ступеней каналов для указанных выше крайних положений, мы видим, что ток через сопротивление нагрузки R , не меняя своей фазы, будет подвергаться модуляции по ампли-

туде. В соответствии с рис. (3.17) минимальное значение колебательного тока в нагрузке R определится вектором OD , а максимальное — вектором OE .

Итак, при выборе надлежащих фазовых соотношений между векторами несущих и модулирующих токов в выходных ступенях каналов фазовая модуляция, созданная в каналах схемы, превращается в амплитудную модуляцию в нагрузочном сопротивлении R .

Из диаграммы рис. 3.17 следует, что колебательные токи в контурах выходных ступеней каналов сохраняют свою величину постоянной вне зависимости от значений амплитудно-модулированного тока в нагрузочном сопротивлении. Постоянство колебательных токов в контурах оконечных ступеней каналов обеспечивает постоянство переменных составляющих анодного напряжения U_{a0} , а следовательно, постоянство коэффициента использования анодного напряжения $\xi = \frac{U_{a0}}{E_0}$ и кпд η .

Выбрав режим работы выходных ступеней каналов, отвечающий достаточно высоким значениям указанных величин, получаем в результате этого кпд такой радиостанции существенно выше кпд радиовещательных станций с обычной сеточной модуляцией (усилением модулированных колебаний). Отметим, что на станциях с амплитудной сеточной модуляцией высокие значения ξ и η имеют место только в так называемой «телеграфной» точке модуляционной характеристики, отвечающей максимальному значению колебательного тока в контуре оконечной ступени; в остальных точках модуляционной характеристики и особенно в точках, близких к минимальному значению колебательного тока, кпд существенно меньше, что и приводит к тому, что среднее значение кпд при модуляции оказывается значительно ниже величины кпд в «телеграфной» точке. Постоянство колебательных токов в контурах выходных ступеней каналов схемы модуляции дефазированием позволяет получить кпд радиовещательной станции при модуляции близким к кпд в «телеграфной» точке.

В заключение следует указать, что в практических схемах сопротивление нагрузки R не существует в виде какого-то, скажем, проволочного сопротивления, а образуется за счёт сопротивления R_s , вносимого сопротивлением антенны R_A ; вносимое сопротивление определяется по известной формуле

$$R_s = \frac{X_{св}^2}{R_A},$$

где $X_{св}$ — реактивное сопротивление связи, посредством которого осуществляется связь антенной цепи с выходными контурами каналов.

§ 3.3. Выделение частот и полос модуляции

При рассмотрении преобразования амплитудной модуляции в фазовую отмечалась необходимость выделения боковых частот модуляции для осуществления преобразования. Там же указывалось, что для отделения боковых частот применяется так называемый балансный модулятор, схема которого приведена на общей схеме преобразователя модуляции (рис. 3.11).

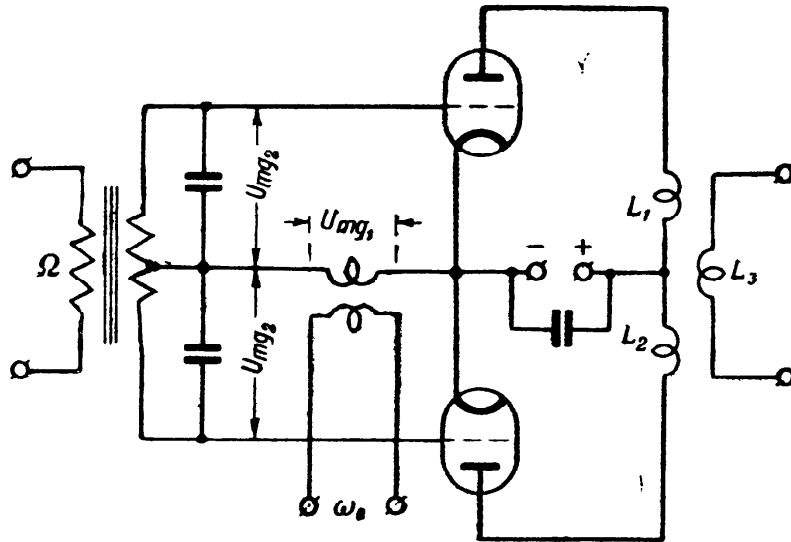


Рис. 3.18

Рассмотрим ряд схем и методов выделения из спектра модулированного колебания боковых частот или полос модуляции. Рассмотрим начнём с простейшей схемы балансного модулятора, показанной на рис. 3.18 (см. также рис. 3.11).

Балансный модулятор является сочетанием двух схем сеточной модуляции. Оба плеча схемы получают возбуждающее напряжение $U_{mg1} \sin \omega_0 t$ синфазно, а модулирующее напряжение $U_{mg2} \sin \Omega t$ — в противофазе. Эквивалентная схема балансного модулятора представлена на рис. 3.19.

Полагая характеристику нелинейных сопротивлений D_1 и D_2 в виде полинома второй степени

$$i = I_0 + \alpha u + \beta u^2 \quad (3.13)$$

и обозначая для сокращения письма $\mu U_{mg1} = U_{m1}$ и $\mu U_{mg2} = U_{m2}$, находим напряжение, действующее в цепи верхнего плеча балансного модулятора,

$$u_1 = U_{m1} \sin \omega_0 t + U_{m2} \sin \Omega t$$

и соответственно в цепи нижнего плеча

$$u_2 = U_{m1} \sin \omega_0 t + U_{m2} \sin (\Omega t + \pi) = U_{m1} \sin \omega_0 t - U_{m2} \sin \Omega t.$$

Подставляя найденные значения u_1 и u_2 в выражение (3.13), получаем слагаемые тока в верхнем (i_1) и нижнем (i_2) плечах балансного модулятора:

$$i_1 = I_0 + \alpha (U_{m1} \sin \omega_0 t + U_{m2} \sin \Omega t) + \beta \left\{ \frac{U_{m1}^2}{2} (1 - \cos 2\omega_0 t) + \frac{U_{m2}^2}{2} (1 - \cos 2\Omega t) + U_{m1} U_{m2} [\cos (\omega_0 - \Omega) t - \cos (\omega_0 + \Omega) t] \right\}, \quad (3.14)$$

$$i_2 = I_0 + \alpha (U_{m1} \sin \omega_0 t - U_{m2} \sin \Omega t) + \beta \left\{ \frac{U_{m1}^2}{2} (1 - \cos 2\omega_0 t) + \frac{U_{m2}^2}{2} (1 - \cos 2\Omega t) - U_{m1} U_{m2} [\cos (\omega_0 - \Omega) t - \cos (\omega_0 + \Omega) t] \right\}. \quad (3.15)$$

Выражения для i_1 и i_2 предполагают полную симметрию и идентичность обоих плеч балансного модулятора, а также, что сопротивления нагрузки существенно малы по сравнению с внутренним сопротивлением ламп.

Слагаемые тока, определяемые выражениями (3.14) и (3.15), протекают по катушкам L_1 и L_2 (рис. 3.19) в противоположных направлениях; следовательно, эдс e , наводимая в катушке L_3 , может быть представлена зависимостью

$$e = k (i_1 - i_2), \quad (3.16)$$

где k — коэффициент пропорциональности.

Подставляя в ф-лу (3.16) значения i_1 и i_2 из ф-л (3.14) и (3.15), имеем

$$e = 2k \alpha U_{m2} \sin \Omega t + 2k \beta U_{m1} U_{m2} [\cos (\omega_0 - \Omega) t - \cos (\omega_0 + \Omega) t]. \quad (3.17)$$

Итак, при тщательной балансировке схемы рис. 3.19 выходное напряжение балансного модулятора будет содержать лишь слагаемые модулирующей частоты Ω и боковых частот модуляции $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$.

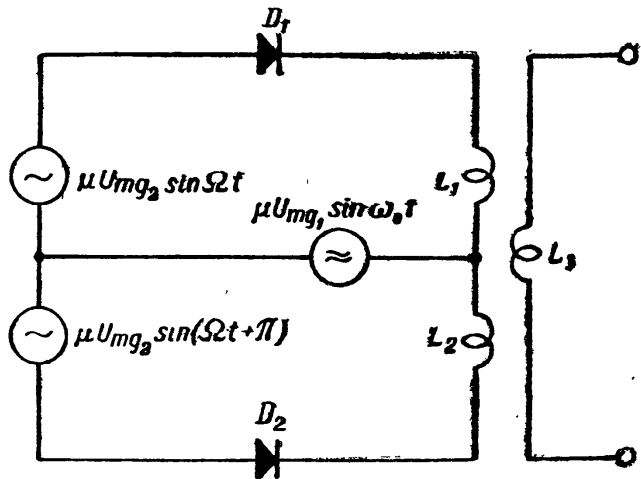


Рис. 3.19

Если между несущей и модулирующей частотами существует неравенство $\omega_0 \gg \Omega$, то наличие на выходе балансного модулятора слагающей напряжения модулирующей частоты Ω не вызывает каких-либо осложнений, так как отмеченное выше неравенство позволяет легко отфильтровать высокие частоты $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$ от низкой частоты Ω .

В том случае, когда в балансном модуляторе необходимо подавить не только несущую частоту ω_0 , но и частоту модуляции Ω , используют так называемый кольцевой модулятор, собранный по двойной балансной схеме. Эта схема может быть получена надлежащим включением четырёх электронных

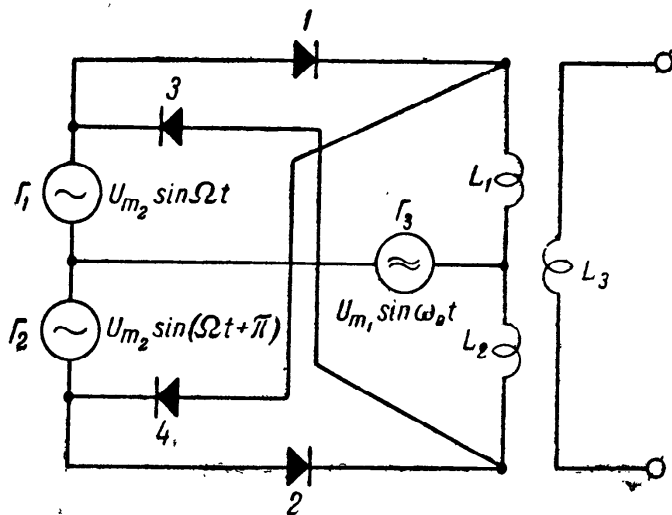


Рис. 3.20

ламп (сочетанием двух схем рис. 3.18). Однако, как известно, для осуществления модуляции необходимо иметь в цепи какое-либо нелинейное сопротивление, скажем, купроксный выпрямитель или двухэлектродную лампу (диод). Следовательно, схему балансного модулятора можно осуществить в точном соответствии с рис. 3.19, включая в качестве не-

линейных сопротивлений D_1 и D_2 купроксные выпрямители или диоды.

Кольцевая схема составляется путём добавления к обычной схеме балансного модулятора (рис. 3.19) ещё двух диодов (3 и 4 на рис. 3.20).

В кольцевой схеме к обмоткам L_1 и L_2 выходного трансформатора приключены два балансных модулятора, причём фазы напряжений несущей и модулирующей частот в этих модуляторах сдвинуты на 180° . Сдвиг фазы по несущей частоте ω_0 обуславливается обратным включением диодов 3 и 4 по отношению к диодам 1 и 2, а сдвиг фаз по модулирующей частоте Ω определяется перекрёстным включением генераторов G_1 и G_2 и обмоток L_1, L_2 выходного трансформатора.

Эдс, индуктируемая во вторичной обмотке L_3 при работе первого балансного модулятора (генераторы G_1, G_2 и G_3 и диоды 1 и 2), как следует из ф-лы (3.17), равна

$$e_1 = 2k\alpha U_{m2} \sin \Omega t + 2k\beta U_{m1} U_{m2} [\cos(\omega_0 - \Omega)t - \cos(\omega_0 + \Omega)t]. \quad (3.18)$$

Учитывая сказанное на стр. 115 о фазовом сдвиге на 180° между несущими и модулирующими частотами двух балансных

модуляторов, из которых составлена кольцевая схема, пишем выражения для напряжений¹⁾, действующих в плечах второго балансного модулятора:

а) в цепи верхнего плеча

$$u'_1 = -U_{m1} \sin \omega_0 t - U_{m2} \sin \Omega t,$$

б) в цепи нижнего плеча

$$u'_2 = -U_{m1} \sin \omega_0 t - U_{m2} \sin (\Omega t + \pi) = -U_{m1} \sin \omega_0 t + U_{m2} \sin \Omega t.$$

Подставляя значения напряжений u'_1 и u'_2 в ф-лу (3.13), получаем после преобразований, аналогичных проделанным при выводе ур-ния (3.17), следующее выражение для эдс e_2 , индуцируемой во вторичной обмотке L_3 при работе второго балансного модулятора:

$$e_2 = -2k\alpha U_{m2} \sin \Omega t + 2k\beta U_{m1} U_{m2} [\cos (\omega_0 - \Omega) t - \cos (\omega_0 + \Omega) t]. \quad (3.18')$$

Результирующая эдс во вторичной обмотке выходного трансформатора e_p равна

$$e_p = e_1 + e_2 = 4k\beta U_{m1} U_{m2} [\cos (\omega_0 - \Omega) t - \cos (\omega_0 + \Omega) t], \quad (3.19)$$

откуда следует, что выходное напряжение кольцевого модулятора содержит только слагаемые боковых частот модуляции.

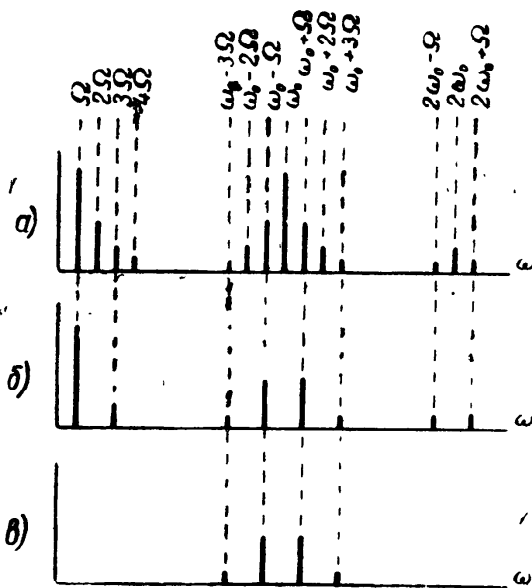


Рис.

Более строгий анализ работы кольцевого модулятора [при учёте в полиноме (3.13) членов ряда с более высокими степенями] показывает, что если обычный модулятор создаёт слагаемые, представленные на рис. 3.21а, то балансный модулятор имеет спектр, показанный на рис. 3.21б, а кольцевой модулятор обладает спектром, изображённым на рис. 3.21в. Рисунки 3.21 а, б, в показывают, что наиболее чистый спектр получается на выходе кольцевого модулятора.

Практическая схема кольцевого модулятора приведена на рис. 3.22.

В обычном и кольцевом балансных модуляторах путём надлежащей фазировки напряжений несущей и модулирующей частот оказывается возможным подавить составляющую напря-

¹⁾ Эти напряжения для отличия их от аналогичных напряжений (см. стр. 114 и 115), относящихся к плечам 1-го балансного модулятора схемы, снабжены значком «прим».

жения несущей частоты и выделить составляющие модулирующей частоты и боковых частот модуляции (в обычном балансном модуляторе) или подавить составляющие напряжения несущей и модулирующей частот и выделить составляющие только боковых частот модуляции (в кольцевом модуляторе).

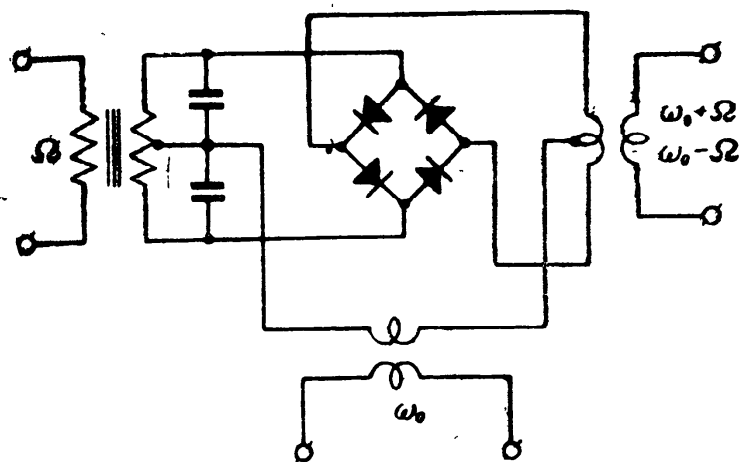


Рис. 3.22

Подбор фазовых соотношений между напряжениями несущей частоты и частоты модуляции позволяет получить подавление и выделение частот спектра в иной комбинации.

В качестве примера рассмотрим блок-схему рис. 3.23,

предназначенную для выделения из спектра модулированного колебания, какой-либо одной из боковых частот модуляции при одновременном подавлении остальных составляющих спектра модулированного колебания. Данная схема состоит из двух балансных модуляторов БМ-1 и БМ-2, выходы которых соединены последовательно; колебания несущей ω_0 и модулирующей Ω частот поступают в балансный модулятор БМ-1 непосредственно от источников, развивающих переменные напряжения этих частот; в балансный же модулятор БМ-2 эти переменные напряжения поступают соответственно через фазовращатели ФВ-1 и ФВ-2. Фазовращатели служат для того, чтобы повернуть фазу как напряжения несущей, так и модулирующей частот на 90° каждую по отношению к тем же напряжениям, поступающим в балансный модулятор БМ-1.

Рис. 3.23

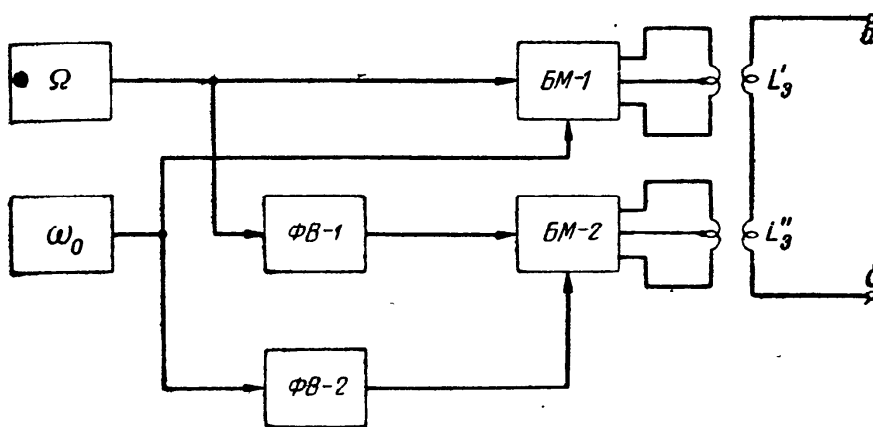


Рис. 3.23

Рис. 3.23

Таким образом, если к балансному модулятору *БМ-1* подводятся напряжения несущей ω_0 и модулирующей Ω частот, изменяющиеся по закону синуса

$$U_{m1} \sin \omega_0 t \text{ и } U_{m2} \sin \Omega t,$$

то эти же напряжения, поступающие в балансный модулятор *БМ-2*, будут изменяться по закону косинуса

$$U_{m1} \cos \omega_0 t \text{ и } U_{m2} \cos \Omega t.$$

Работа балансного модулятора при синусоидальном изменении напряжений несущей и модулирующей частот была рассмотрена на стр. 114; в этом случае напряжение на выходе балансного модулятора (эдс, индуцируемая в катушке L'_3) представляется следующим выражением:

$$u_1 = 2k\alpha U_{m2} \sin \Omega t + 2k\beta U_{m1} U_{m2} [\cos(\omega_0 - \Omega)t - \cos(\omega_0 + \Omega)t]. \quad (3.20)$$

Продельвая аналогичные приведённым на стр. 115 преобразования для случая косинусоидального изменения поступающих в балансный модулятор напряжений несущей и модулирующей частот, получаем следующее выражение для напряжения u_2 на выходе балансного модулятора *БМ-2* (эдс, индуцируемая в катушке L''_3)

$$u_2 = 2k\alpha U_{m2} \cos \Omega t + 2k\beta U_{m1} U_{m2} [\cos(\omega_0 - \Omega)t + \cos(\omega_0 + \Omega)t]. \quad (3.21)$$

Вторичные обмотки выходных трансформаторов балансных модуляторов *БМ-1* и *БМ-2* (катушки L'_3 и L''_3) соединены последовательно и, стало быть, результирующее напряжение на выходе схемы (на зажимах *аб*) будет равно, в зависимости от соединения концов катушек L'_3 и L''_3 , либо сумме, либо разности напряжений u_1 и u_2

$$u = u_1 \pm u_2.$$

Подставляя сюда значения u_1 и u_2 из выражений (3.20) и (3.21), мы видим, что в зависимости от фазировки выходных напряжений балансных модуляторов (способа соединения концов катушек L'_3 и L''_3) результирующее напряжение на выходе схемы равно либо

$$u' = 2,82 k\alpha U_{m2} \sin(\Omega t + 45^\circ) + 4k\beta U_{m1} U_{m2} \cos(\omega_0 - \Omega)t,$$

либо

$$u'' = 2,82 k\alpha U_{m2} \sin(\Omega t - 45^\circ) - 4k\beta U_{m1} U_{m2} \cos(\omega_0 + \Omega)t.$$

Итак, комбинированная схема рис. 3.23 позволяет при отфильтровке в выходном напряжении составляющей модулирующей частоты выделить, в зависимости от фазировки выходных напряжений балансных модуляторов, либо напряжение нижней ($\omega_0 - \Omega$), либо напряжение верхней ($\omega_0 + \Omega$) частот модуляции.

Расфильтровывание полезного продукта преобразования и модулирующей частоты Ω не встречает затруднений и может быть осуществлено элементарными средствами, поскольку обычно между этими частотами имеет место существенное неравенство

$$(\omega_0 - \Omega) \gg \Omega \text{ и } (\omega_0 + \Omega) \gg \Omega.$$

Если в качестве балансных модуляторов БМ-1 и БМ-2 (рис. 3.23) применять не обычные балансные модуляторы (рис. 3.18), а кольцевые (рис. 3.22), то необходимость в указанной выше расфильтровке частот отпадает, так как в спектре выходного напряжения кольцевого модулятора, как известно (см. стр. 117), содержатся только составляющие боковых частот модуляции.

Рассмотрим оригинальное устройство для выделения одной из боковых частот модуляции при подавлении всех остальных составляющих спектра, которое предложили Б. Б. Штейн и Г. Г. Варганов¹⁾.

Блок-схема этого устройства, использующего метод трёхфазной модуляции, представлена на рис. 3.24. Основными элементами схемы являются источник трёхфазного напряжения высокой (несущей) частоты ω , источник трёхфазного напряжения низкой (модулирующей) частоты Ω и модулятор M , работающий на выходной контур BK .

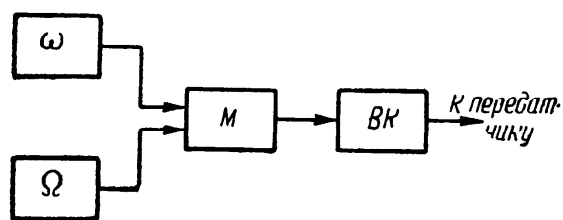


Рис. 3.24

Трёхфазные переменные напряжения высокой (ω) и низкой (Ω) частот могут быть получены либо от трёхфазных ламповых генераторов, либо путём

преобразования однофазного переменного напряжения в трёхфазное посредством специальных схем.

Модулятор M состоит из трёх ламп (пентодов), на управляющие сетки которых поступают переменные (возбуждающие) напряжения высокой (несущей) частоты ω , причём каждая фаза возбуждает предназначенную ей лампу модулятора M . На защитные сетки лампы модулятора подаётся переменное

¹⁾ Научно-технический сборник Московского электротехнического института связи, выпуск I, стр. 13—24. Связьиздат, 1950.

напряжение низкой (модулирующей) частоты Ω . Здесь также каждая фаза модулирует предназначенную ей лампу. Положим для определённости, что одинаковые номера фаз переменного напряжения высокой (ω) и низкой (Ω) частот приключены к одной и той же лампе модулятора. Аноды всех трёх ламп модулятора соединены параллельно и приключены к общему для них выходному контуру BK .

Ток i_1 в выходном контуре, создаваемый за счёт энергии, поступающей от первой лампы модулятора, может быть представлен известным уравнением

$$i_1 = I_0 (1 + m \cos \Omega t) \sin \omega t, \quad (3.22)$$

где I_0 — амплитудное значение тока несущей частоты и m — коэффициент модуляции.

Ток i_2 , обязанный энергии, поступающей в выходной контур BK от второй лампы модулятора,

$$i_2 = I_0 [1 + m \cos (\Omega t + 120^\circ)] \sin (\omega t + 120^\circ). \quad (3.23)$$

Наконец, ток i_3 , полученный за счёт энергии, подводимой к выходному контуру BK от третьей лампы модулятора, определится формулой

$$i_3 = I_0 [1 + m \cos (\Omega t + 240^\circ)] \sin (\omega t + 240^\circ). \quad (3.24)$$

Поскольку выходной контур BK , к которому приключены лампы модулятора, является системой линейной, то общий ток i в этом контуре представится суммой токов, создаваемых каждой лампой модулятора в отдельности, т. е.

$$i = i_1 + i_2 + i_3. \quad (3.25)$$

Разлагая в ф-лах (3.22), (3.23) и (3.24) произведения синусов на косинусы по известному соотношению

$$\sin \alpha \cos \beta = \frac{1}{2} [\sin (\alpha + \beta) + \sin (\alpha - \beta)],$$

получаем

$$i_1 = I_0 \left\{ \sin \omega t + \frac{m}{2} [\sin (\omega + \Omega) t + \sin (\omega - \Omega) t] \right\},$$

$$i_2 = I_0 \left\{ \sin (\omega t + 120^\circ) + \frac{m}{2} [\sin (\omega - \Omega) t + \sin (\omega t + \Omega t + 240^\circ)] \right\},$$

$$i_3 = I_0 \left\{ \sin (\omega t + 240^\circ) + \frac{m}{2} [\sin (\omega - \Omega) t + \sin (\omega t + \Omega t + 480^\circ)] \right\}.$$

Подставляя полученные выражения в ф-лу (3.25), приходим к окончательному выражению для тока i_1 в выходном контуре

$$i = I_0 \{ [\sin \omega t + \sin (\omega t + 120^\circ) + \sin (\omega t + 240^\circ)] + \\ + \frac{3m}{2} \sin (\omega - \Omega) t + \frac{r_m}{2} [\sin (\omega + \Omega) t + \sin (\omega t + \Omega t + 240^\circ) + \\ + \sin (\omega t + \Omega t + 480^\circ)] \}. \quad (3.26)$$

Первое слагаемое правой части формулы, заключённое в большие квадратные скобки, представляет собой сумму трёх переменных напряжений высокой частоты ω , сдвинутых между собой на 120° ; эта сумма равна нулю, что становится совершенно ясным, если построить векторную диаграмму для этих напряжений.

Третье слагаемое, также заключённое в большие квадратные скобки, представляет собой сумму трёх переменных напряжений верхней боковой частоты модуляции $(\omega + \Omega)$, сдвинутых между собой на угол 120° . В этом легко убедиться, если учесть, что

$$\sin [(\omega + \Omega) t + 480^\circ]$$

может быть представлен следующим образом:

$$\sin \{[(\omega + \Omega) t + 360^\circ] + 120^\circ\} = \sin [(\omega + \Omega) t + 120^\circ].$$

Поскольку векторы токов верхней боковой частоты модуляции сдвинуты между собой на 120° , их сумма, так же как и сумма векторов токов несущей частоты, равна нулю. Таким образом, в правой части ф-лы (3.26) остаётся только второе слагаемое и сама формула принимает вид

$$i = \frac{3}{2} I_0 m \sin (\omega - \Omega) t. \quad (3.27)$$

Итак, если к трёхламповому модулятору M подвести трёхфазные напряжения несущей ω и модулирующей Ω частот, то при условии совпадающего чередования фаз этих напряжений в выходном контуре устройства будут присутствовать только колебания нижней боковой частоты модуляции $(\omega - \Omega)$; колебания же верхней боковой частоты $(\omega + \Omega)$, как и колебания несущей частоты ω , окажутся вследствие созданных в устройстве фазовых соотношений подавленными.

Следует отметить, что при обратном чередовании фаз переменных напряжений, поступающих в модулятор, в выходном контуре будет выделяться колебание верхней боковой частоты модуляции $(\omega + \Omega)$, а колебания нижней боковой частоты $(\omega - \Omega)$ и несущей частоты ω окажутся подавленными.

В заключение настоящего параграфа рассмотрим ещё один из возможных методов воздействия на спектр модулированного колебания: метод одновременной модуляции выходной ступени радиопередатчика по амплитуде и по фазе. При надлежащей фазировке напряжений несущей ω_0 и модулирующей Ω частот можно подавить нижнюю боковую частоту модуляции и получить, таким образом, элементарными средствами однополосную радиопередачу без подавления несущей частоты. Блок-схема такого устройства показана на рис. 3.25. Здесь оконечная ступень радиопередатчика получает возбуждающее напряжение высокой (несущей) частоты от кварцевого генератора; это последнее, усиливаясь степенями, расположенными по пути от кварцевого генератора (возбудителя) к оконечной ступени, подвергается в одной из этих ступеней модуляции по фазе. Одновременно оконечная ступень модулируется по амплитуде посредством амплитудного модулятора (сеточного или анодного).

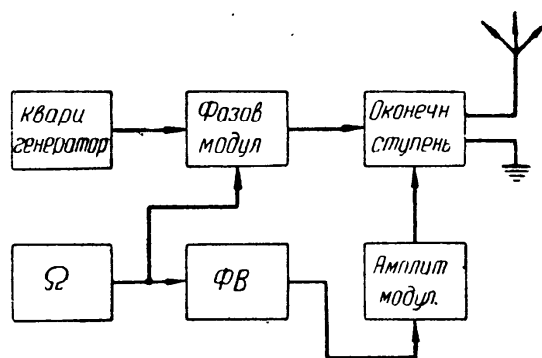


Рис. 3.25

Модулирующее напряжение звуковой частоты от источника, вызывающего модуляцию, поступает непосредственно в фазовый модулятор и через фазовращатель — в амплитудный модулятор; фазовращатель $\Phi В$ поворачивает фазу модулирующего напряжения, подводимого к амплитудному модулятору, на 90° по отношению к модулирующему напряжению, поступающему к фазовому модулятору.

Изложив вкратце принцип работы схемы, обратимся к анализу происходящих в схеме процессов.

Уравнение для тока в контурах оконечной ступени радиопередатчика может быть представлено следующим выражением:

$$i = I_0 (1 + m \cos \Omega t) \sin (\omega_0 t + M_\phi \sin \Omega t). \quad (3.28)$$

Это выражение описывает процесс модуляции тока несущей частоты ω_0 (скажем, в антенне), имеющего амплитудное значение I_0 , по амплитуде и по фазе. Амплитудная модуляция осуществляется с коэффициентом модуляции m , а фазовая — с индексом модуляции M_ϕ ; модулирующие напряжения при амплитудной и фазовой модуляции изменяются соответственно по косинусоидальному и синусоидальному закону (т. е. между этими напряжениями имеется фазовый сдвиг 90°).

Для сокращения письма в дальнейших довольно громоздких преобразованиях введём следующие упрощающие обозначения: во-первых, положим амплитудное значение тока I_0 равным единице, далее — значение угловой частоты несущего тока ω_0 обозначим через ω и, наконец, индекс фазовой модуляции вместо M_ϕ обозначим через K .

В соответствии с этими обозначениями, уравнение (3.28) примет следующий вид:

$$i = (1 + m \cos \Omega t) \sin(\omega t + K \sin \Omega t).$$

Пользуясь тригонометрическими преобразованиями, имеем

$$i = (1 + m \cos \Omega t) [\sin \omega t \cos(K \sin \Omega t) + \cos \omega t \sin(K \sin \Omega t)].$$

Обозначив выражение, находящееся в квадратных скобках правой части, буквой N , получаем значение тока i в виде двух слагаемых:

$$i = N + Nm \cos \Omega t. \quad (3.29)$$

Обратимся далее к нахождению величины N . В соответствии с теорией бесселевых функций выражения $\cos(K \sin \Omega t)$ и $\sin(K \sin \Omega t)$ можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} \cos(K \sin \Omega t) &= J_0(K) + 2J_2(K) \cos 2\Omega t + \dots \\ \sin(K \sin \Omega t) &= 2J_1(K) \sin \Omega t + 2J_3(K) \sin 3\Omega t + \dots \end{aligned}$$

Здесь $J_n(K)$ является бесселевой функцией первого рода и n -го порядка от аргумента K .

Учитывая написанные выражения, представим формулу для N следующим образом:

$$\begin{aligned} N &= [\sin \omega t \cos(K \sin \Omega t) + \cos \omega t \sin(K \sin \Omega t)] = \\ &= J_0(K) \sin \omega t + 2J_1(K) \sin \Omega t \cos \omega t + \\ &\quad + 2J_2(K) \cos 2\Omega t \sin \omega t + \\ &\quad + 2J_3(K) \sin 3\Omega t \cos \omega t + \dots \end{aligned}$$

Пользуясь тригонометрическими соотношениями, представим последнюю формулу в ином виде:

$$\begin{aligned} N &= J_0(K) \sin \omega t + J_1(K) [\sin(\omega + \Omega)t - \sin(\omega - \Omega)t] + \\ &\quad + J_2(K) [\sin(\omega + 2\Omega)t + \sin(\omega - 2\Omega)t] + \\ &\quad + J_3(K) [\sin(\omega + 3\Omega)t - \sin(\omega - 3\Omega)t] + \dots \quad (3.30) \end{aligned}$$

Располагая величиной N [ф-ла (3.30)], нетрудно найти второе слагаемое ф-лы (3.29)

$$Nm \cos \Omega t.$$

Подставляя сюда значение N из ф-лы (3.30), получаем ряд слагаемых, содержащих произведения синусов и косинусов. Пользуясь известным соотношением

$$\sin \alpha \cos \beta = \frac{1}{2} [\sin (\alpha + \beta) + \sin (\alpha - \beta)]$$

и производя очевидные алгебраические преобразования, имеем

$$\begin{aligned} Nm \cos \Omega t = & \frac{mJ_0(K)}{2} [\sin (\omega + \Omega) t + \sin (\omega - \Omega) t] + \\ & + \frac{mJ_1(K)}{2} [\sin (\omega + 2\Omega) t - \sin (\omega - 2\Omega) t + \\ & + \frac{mJ_2(K)}{2} [\sin (\omega + 3\Omega) t + \sin (\omega + \Omega) t + \sin (\omega - \Omega) t + \\ & + \sin (\omega - 3\Omega) t] + \frac{mJ_3(K)}{2} [\sin (\omega + 4\Omega) t + \\ & + \sin (\omega + 2\Omega) t - \sin (\omega - 2\Omega) t - \sin (\omega - 4\Omega) t]. \end{aligned}$$

Ограничиваясь в исследуемом спектре боковыми частотами до $(\omega \pm 3\Omega)$ включительно, получаем, после суммирования слагаемых N и $Nm \cos \Omega t$ и алгебраических преобразований, следующее выражение для тока [ф-ла (3.29)] при одновременной модуляции по амплитуде и по фазе:

$$\begin{aligned} i_s = N + Nm \cos \Omega t = & [J_0(K)] \sin \omega t + \\ & + \left[\frac{mJ_0(K)}{2} + J_1(K) + \frac{mJ_2(K)}{2} \right] \sin (\omega + \Omega) t + \\ & + \left[\frac{mJ_0(K)}{2} - J_1(K) + \frac{mJ_2(K)}{2} \right] \sin (\omega - \Omega) t + \\ & + \left[\frac{mJ_1(K)}{2} + J_2(K) + \frac{mJ_3(K)}{2} \right] \sin (\omega + 2\Omega) t + \\ & + \left[J_2(K) - \frac{mJ_1(K)}{2} - \frac{mJ_3(K)}{2} \right] \sin (\omega - 2\Omega) t + \\ & + \left[\frac{mJ_2(K)}{2} + J_3(K) \right] \sin (\omega + 3\Omega) t + \\ & + \left[\frac{mJ_2(K)}{2} - J_3(K) \right] \sin (\omega - 3\Omega) t. \end{aligned} \quad (3.31)$$

Рассматривая полученное выражение для спектра тока, одновременно модулированного по амплитуде и фазе, мы видим, что составляющие, образующие амплитуды верхних боко-

вых частот модуляции, имеют одинаковые знаки и, следовательно, суммируются; что же касается составляющих, образующих амплитуды нижних боковых частот модуляции, то таковые имеют различные знаки.

Таким образом, появляется возможность путём надлежащего выбора значений коэффициента амплитудной модуляции и индекса фазовой модуляции подавить компоненты нижних боковых частот данного спектра.

Из выражения для амплитуды первой нижней боковой частоты модуляции

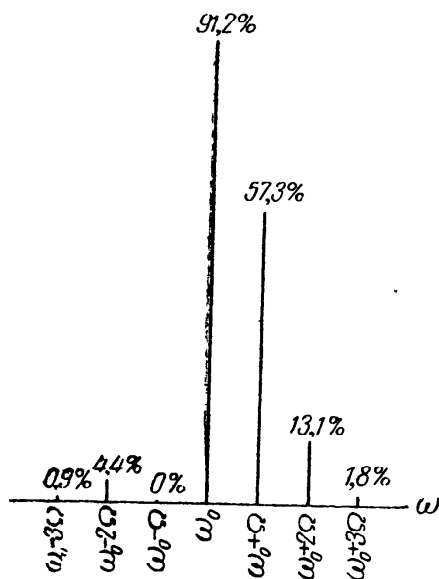


Рис. 3.26

$$\frac{mJ_0(K)}{2} - J_1(K) + \frac{mJ_2(K)}{2}$$

видно, что для подавления этой компоненты спектра необходимо, чтобы

$$\frac{mJ_0(K)}{2} - J_1(K) + \frac{mJ_2(K)}{2} = 0.$$

Отсюда следует, что для заданного индекса фазовой модуляции K это будет выполнено при следующей величине коэффициента амплитудной модуляции m

$$m = \frac{2J_1(K)}{J_0(K) + J_2(K)}. \quad (3.22)$$

Проиллюстрируем изложенное некоторыми числовыми данными: положим, что индекс фазовой модуляции $K = 0,6$; в этом случае, как это следует из таблиц бесселевых функций:

$$J_0(K) = 0,912; \quad J_1(K) = 0,2867;$$

$$J_2(K) = 0,0437; \quad J_3(K) = 0,0044.$$

Располагая этими данными, получаем по ф-ле (3.32) величину коэффициента амплитудной модуляции

$$m = \frac{2 \cdot 0,2867}{0,912 + 0,0437} = 0,6.$$

При коэффициенте амплитудной модуляции, равном 60%, и при индексе фазовой модуляции $K=0,6$ легко, пользуясь ф-лой (3.31), найти амплитуды отдельных составляющих спектра, отвечающего данным условиям модуляции.

Подстановка соответствующих числовых значений в ф-лу (3.31) даёт следующие величины составляющих спектра (в процентах к амплитуде немодулированного тока I_0):

несущая частота ω_0	91,2%
первая верхняя боковая частота модуляции $\omega_0 + \Omega$. . .	57,3 „
вторая верхняя боковая частота модуляции $\omega_0 + 2\Omega$. . .	13,1 „
третья верхняя боковая частота модуляции $\omega_0 + 3\Omega$. . .	1,8 „
первая нижняя боковая частота модуляции $\omega_0 - \Omega$. . .	0 „
вторая нижняя боковая частота модуляции $\omega_0 - 2\Omega$. . .	4,4 „
третья нижняя боковая частота модуляции $\omega_0 - 3\Omega$. . .	0,9 „

Графически данный спектр модулированного колебания показан на рис. 3.26.

§ 3.4. Некоторые практические схемы

В качестве первого примера рассмотрим схему узкополосного фазового фильтра (рис. 3.27). Как известно, для получения узкой полосы в схеме усилителя промежуточной частоты радиоприёмника приходится прибегать к помощи кварцевого фильтра. Однако кварцевый фильтр представляет собой дорогое и достаточно сложное в отношении регулировки устройство. Вследствие этого, особенно при лабораторных исследованиях, представляет известный интерес описываемая ниже схема узкополосного фазового фильтра.

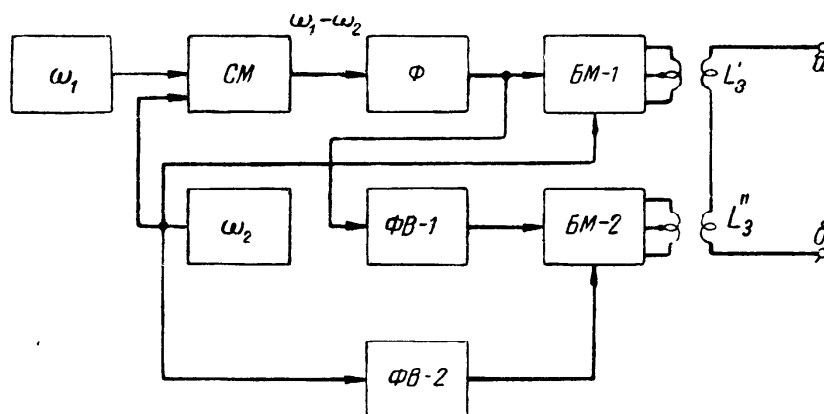


Рис. 3.27

Основным элементом этой схемы является полосовой фильтр Φ , рассчитанный на низкие частоты. В качестве такого фильтра может быть использован регенеративный фильтр типа RC (см. § 4.7). Фильтр такого типа можно легко осуществить на частотах порядка единиц килогерц с полосой пропускания в единицах сотен герц.

Располагая таким фильтром, при помощи схемы рис. 3.27 можно осуществить фильтр с указанной выше полосой, но

при частотах существенно выше резонансной частоты фильтра Φ . Так, например, взяв в качестве фильтра Φ регенеративный фильтр типа RC , обладающий при резонансной частоте 800 гц полосой пропускания в 100 гц, можно в схеме рис. 3.27 осуществить фильтр, обеспечивающий ту же полосу пропускания в 100 гц, но при резонансной частоте 450 кгц.

Для этого на смесительную лампу CM подают, помимо напряжения сигнальной частоты ω_1 , на которой желательно получить указанную выше узкую полосу пропускания, ещё одно переменное напряжение высокой частоты ω_2 . Частота вспомогательного напряжения ω_2 выбирается так, чтобы разностная частота ($\omega_1 - \omega_2$), выделяемая на выходе смесительной лампы, была бы равна резонансной частоте фильтра Φ . Разностную частоту можно выделить элементарными средствами (резонансным контуром), поскольку разностная частота существенно отличается от частоты других составляющих спектра на выходе смесительной лампы.

Полученное на выходе смесительной лампы переменное напряжение разностной частоты поступает далее в фильтр Φ и, пройдя через него, подвергается дальнейшим преобразованиям. Сущность этих преобразований сводится к тому, чтобы получить на выходе устройства (зажимах ab) переменное напряжение той же частоты ω_1 , с которой изменялось переменное напряжение, поступающее к входным зажимам устройства.

Практически это преобразование осуществляется при помощи двух балансных модуляторов $BM-1$ и $BM-2$. К этим балансным модуляторам подводятся переменные напряжения разностной ($\omega_1 - \omega_2$) и вспомогательной ω_2 частот; при этом к балансному модулятору $BM-2$ эти напряжения поступают через фазовращатели $\Phi B-1$ и $\Phi B-2$. Назначение фазовращателей — обеспечить фазовый сдвиг в 90° между напряжениями, поступающими в балансные модуляторы $BM-1$ и $BM-2$. На выходе схемы путём надлежащей фазировки переменных напряжений, наводимых в катушках L'_3 и L''_3 , можно получить переменное напряжение суммарной частоты

$$\omega_1 - \omega_2 + \omega_2 = \omega_1,$$

которая, очевидно, будет равна частоте переменного напряжения, подводимого к входным зажимам всего устройства.

Следует отметить, что если преобразование частоты до фильтра Φ могло быть осуществлено простейшей схемой, использующей всего одну смесительную лампу, то преобразование частоты после фильтра Φ требует более сложной схемы преобразования и установления надлежащих фазовых соотношений. Необходимость иметь существенно различные схемы преобразования станет ясной, если учесть, что в прео-

образования частоты до фильтра Φ частота напряжения полезного продукта преобразования (разностная частота) весьма значительно отличается от частоты других составляющих спектра на выходе смесительной лампы и поэтому может быть отфильтрована элементарными средствами (простым резонансным контуром).

Совершенно иная картина имеет место при преобразовании частот после фильтра Φ . В данном случае подлежащие преобразованию частоты (разностная частота $\omega_1 - \omega_2$ и вспомогательная частота ω_2) существенно отличаются друг от друга ($\omega_1 - \omega_2 \ll \omega_2$) и, следовательно, для выделения полезного продукта преобразования и подавления других составляющих спектра, получаемого при преобразовании, необходимо либо применять сложные фильтрующие схемы, либо, как это сделано в схеме рис. 3.27 (см. также рис. 3.23), использовать компенсационный метод.

Следует отметить, что, поскольку на входе фильтра применена схема преобразования со смесителем, фильтр будет реагировать не только на частоту ω_1 , но также и на частоту так называемого зеркального канала. Это обстоятельство необходимо иметь в виду при работе с фильтром данного типа и в случае необходимости принимать меры к подавлению частоты зеркального канала (хотя бы обычно применяемым в супергетеродинных радиоприёмниках методом предварительной избирательности).

Аналогичная идея преобразования частоты в радиоприёмных устройствах, правда для достижения иных целей, предложена в 1936 г. В. И. Юзвинским и названа им методом повторного гетеродинирования.

Рассмотрим далее в качестве иллюстрации возможностей, открываемых фазовыми преобразованиями при модуляции, принцип работы схемы отдельного излучения частот, которую иногда называют схемой многофазного радиовещания. Такой термин базируется на аналогии с генераторами переменного тока; как известно, генераторы однофазного переменного тока развивают мощность, значение которой изменяется во времени от нуля до удвоенного значения эффективной мощности, отдаваемой генератором. В многофазном генераторе (при равномерной нагрузке фаз) отдаваемая им мощность сохраняет постоянное значение во времени.

В обычных схемах амплитудной модуляции мощность, развиваемая радиопередатчиком, также меняется во времени (от 0 до учетверённого значения мощности при несущей частоте — для случая 100-процентной модуляции). Схема отдельного излучения частот, предложенная М. А. Бонч-Бруевичем, предполагает такой метод работы радиовещательного передатчика, при котором развиваемая им мощность сохраняет постоянное значение во времени. Практически это осуществляется путём при-

менения специальной схемы как самого радиопередатчика, так и антенного устройства.

Обратимся к блок-схеме радиопередатчика (рис. 3.28). Схема состоит из трёх отдельных каналов, работающих каждый на собственную антенну. Все три канала получают возбуждение от общего задающего генератора. Средний канал, так называемый канал несущей частоты, получает возбужда-

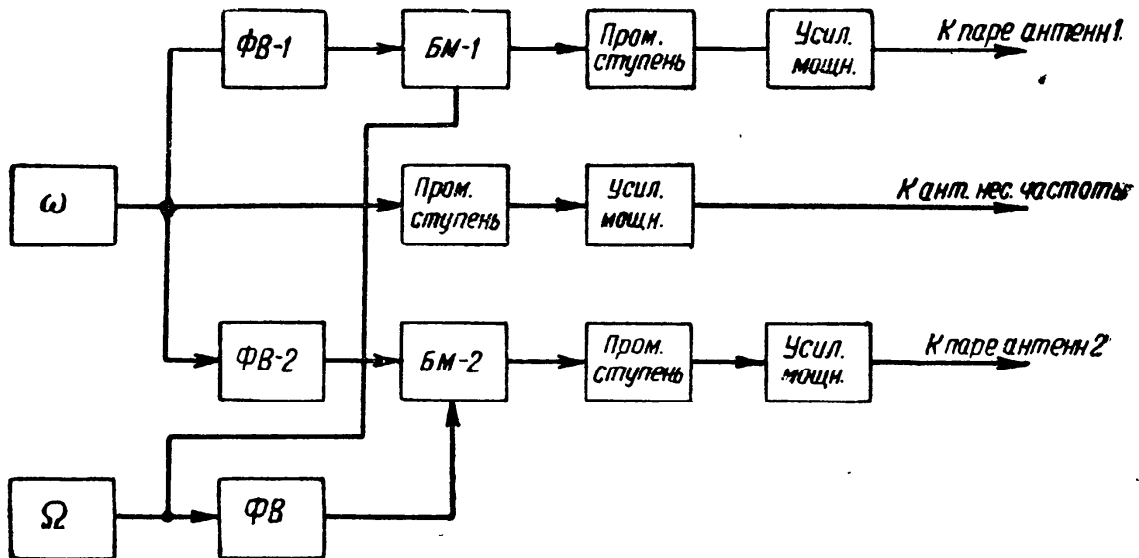


Рис. 3.28

ющее напряжение высокой частоты ω непосредственно от задающего генератора. Это напряжение усиливается рядом промежуточных ступеней и поступает далее в усилитель мощности, который питает антенное устройство, предназначенное для излучения несущей частоты.

Таким образом, закон изменения тока в вибраторе, являющемся антенным устройством для излучения мощности несущей частоты, может быть представлен следующим уравнением:

$$i_0 = I_0 \cos \omega t.$$

Остальные два канала, так называемые каналы боковых частот модуляции, совершенно идентичны и отличаются только фазовыми соотношениями. Каналы боковых частот модуляции получают возбуждающее напряжение от того же задающего генератора, что и канал несущей частоты; однако это напряжение при помощи фазовращателей $\Phi В-1$ и $\Phi В-2$ сдвигается по отношению к возбуждающему напряжению канала несущей частоты на 90° . Эти возбуждающие напряжения поступают далее в балансные модуляторы каналов $БМ-1$ и $БМ-2$. К балансным модуляторам подводится также модулирующее напряжение звуковой частоты Ω , причём к балансному модулятору одного из каналов ($БМ-1$) это напряжение поступает непосредственно, а к балансному модулятору второго канала

(БМ-2) — через фазовращатель $\Phi В$, поворачивающий фазу модулирующего напряжения по отношению к напряжению, поступающему в первый канал, на 90° .

После балансных модуляторов полученные в результате преобразования переменные напряжения усиливаются промежуточными ступенями и возбуждают усилители мощности, которые питают антенные системы этих каналов.

Антенные системы каналов боковых частот модуляции состоят из двух диполей для каждого канала. Диполи, образующие антенную систему каждого канала боковых частот модуляции, связаны с колебательным контуром оконечной ступени (усилителя мощности) таким образом, что создаваемые в диполях токи оказываются смещёнными на 180° .

Учитывая фазовые соотношения напряжений несущей и модулирующей частот, подводимых к балансным модуляторам БМ-1 и БМ-2, а также фазовые сдвиги токов в диполях, образующих антенную систему каждого канала боковых частот модуляции, можно написать следующие выражения для токов в антенных системах каналов боковых частот:

ток в первом диполе канала боковых частот 1

$$i_1 = I_1 \sin \omega t \sin \Omega t;$$

ток во втором диполе того же канала 1

$$i'_1 = -I_1 \sin \omega t \sin \Omega t;$$

ток в первом диполе канала боковых частот 2

$$i_2 = I_1 \sin \omega t \cos \Omega t;$$

ток во втором диполе того же канала 2

$$i'_2 = -I_1 \sin \omega t \cos \Omega t.$$

Теперь рассмотрим схему антенного устройства в целом. Как следует из изложенного выше в отношении блок-схемы радиопередатчика, антенное устройство состоит из пяти вертикальных излучателей (диполей).

Эти пять диполей расположены так, как это показано на рис. 3.29. В центре системы находится диполь 0, питаемый усилителем мощности канала несущей частоты. Остальные четыре диполя расположены по углам квадрата, описанного вокруг диполя 0. На одной диагонали квадрата размещены диполи 1 и 1', питаемые усилителем мощности канала боковых частот модуляции 1; на другой диагонали квадрата соответственно помещены диполи 2 и 2', являющиеся излучающей системой канала боковых частот модуляции 2.

Следует отметить, что указанное на рис. 3.29 расположение излучателей в сочетании с отмеченными выше фазовыми соотношениями токов в диполях 1 и $1'$, 2 и $2'$ позволяет устранить взаимное влияние отдельных элементов излучающей системы.

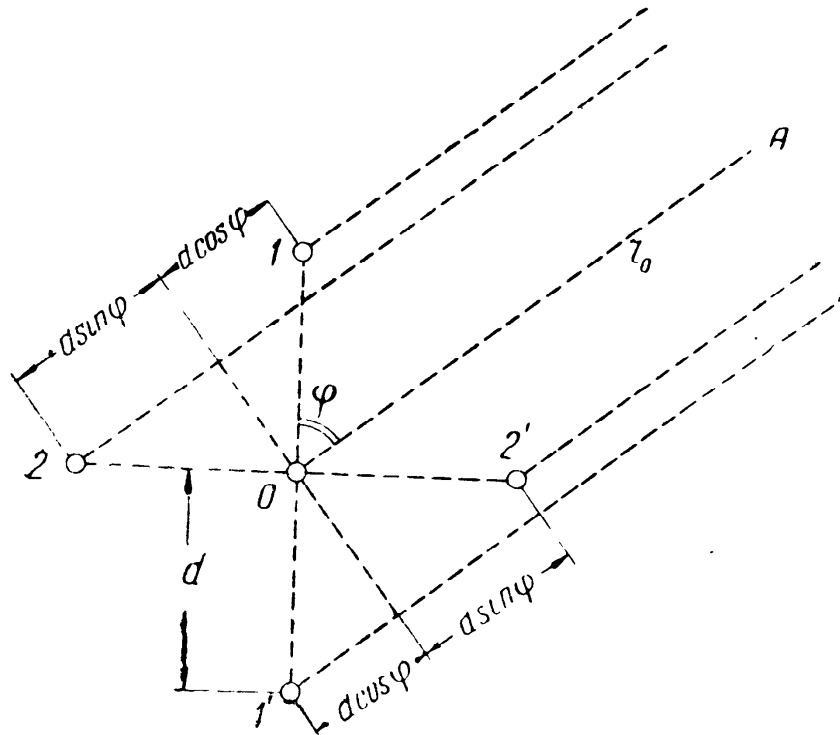


Рис. 3.29

Перейдём к определению напряжённости поля, создаваемого данной излучающей системой. Возьмём некоторую точку A , находящуюся на расстоянии r_0 от излучателя O , и пусть линия, соединяющая точку A с центром диполя O , находится под углом φ по отношению к диагонали квадрата, на которой лежат диполи 1 и $1'$.

Тогда, располагая значениями токов в излучателях, нетрудно найти напряжённость электрического поля E , создаваемого в точке A излучающей системой.

Поле, создаваемое излучателем O , будет равно

$$K \frac{I_0}{r_0} \cos \omega \left(t - \frac{r_0}{c} \right).$$

Здесь K — коэффициент пропорциональности,
 c — скорость света.

Поле, создаваемое диполем 1 , находящимся от точки A на расстоянии $r_0 - d \cos \varphi$, будет, очевидно, равно

$$K \frac{I_1}{r_0} \sin \Omega t \sin \omega \left(t - \frac{r_0 - d \cos \varphi}{c} \right).$$

Аналогично поле от диполя I'

$$- K \frac{I_1}{r_0} \sin \Omega t \sin \omega \left(t - \frac{r_0 + d \cos \varphi}{c} \right)$$

(поскольку этот излучатель отстоит от точки A на расстоянии $r_0 + d \cos \varphi$).

Рассуждая подобным образом, находим поле, создаваемое в точке A диполем 2 ,

$$K \frac{I_1}{r_0} \cos \Omega t \sin \omega \left(t - \frac{r_0 + d \sin \varphi}{c} \right)$$

и соответственно диполем $2'$

$$- K \frac{I_1}{r_0} \cos \Omega t \sin \omega \left(t - \frac{r_0 - d \sin \varphi}{c} \right).$$

Располагая составляющими поля, создаваемого отдельными диполями, находим значение результирующего поля E в точке A

$$\begin{aligned} E = & K \frac{I_0}{r_0} \cos \omega \left(t - \frac{r_0}{c} \right) + \\ & + K \frac{I_0}{r_0} \left[\sin \omega \left(t - \frac{r_0 - d \cos \varphi}{c} \right) - \sin \omega \left(t - \frac{r_0 + d \cos \varphi}{c} \right) \right] \sin \Omega t + \\ & + K \frac{I_1}{r_0} \left[\sin \omega \left(t - \frac{r_0 + d \sin \varphi}{c} \right) - \right. \\ & \left. - \sin \omega \left(t - \frac{r_0 - d \sin \varphi}{c} \right) \right] \cos \Omega t. \end{aligned} \quad (3.33)$$

Это выражение после преобразований, приведённых в приложении к данному параграфу, принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} E = & K \frac{I_0}{r_0} \cos \omega \left(t - \frac{r_0}{c} \right) \left\{ 1 + \frac{2I_1}{I_0} \left[\sin \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \cos \varphi \right) \sin \Omega t - \right. \right. \\ & \left. \left. - \sin \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \sin \varphi \right) \cos \Omega t \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3.34)$$

Но, так как обычно расстояние d (рис. 3.29) существенно мало по сравнению с длиной волны λ , имеется полная возможность замены

$$\sin \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \cos \varphi \right) \text{ и } \sin \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \sin \varphi \right)$$

их аргументами. Тогда, очевидно,

$$E = K \frac{I_0}{r_0} \cos \omega \left(t - \frac{r_0}{c} \right) \left\{ 1 + \frac{4\pi d}{\lambda} \frac{I_1}{I_0} [\sin \Omega t \cos \varphi - \cos \Omega t \sin \varphi] \right\}$$

или, иначе,

$$E = K \frac{I_0}{r_0} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi r_0}{\lambda} \right) \left[1 + \frac{4\pi d}{\lambda} \frac{I_1}{I_0} \sin(\Omega t - \varphi) \right].$$

Наконец, вводя следующие обозначения:

$$A_0 = K \frac{I_0}{r_0}; \quad \psi = \frac{2\pi}{\lambda} r_0; \quad m = \frac{4\pi d}{\lambda} \cdot \frac{I_1}{I_0},$$

получаем окончательное выражение для E

$$E = A_0 [1 + m \sin(\Omega t - \varphi)] \cos(\omega t - \psi), \quad (3.35)$$

представляющее собой уравнение колебания, модулированного по амплитуде.

Таким образом, передача через такую радиостанцию будет восприниматься как обычная радиовещательная передача при амплитудной модуляции.

Рассматривая уравнение (3.35), мы видим, что фаза модулирующего напряжения низкой частоты Ω зависит от азимута φ точки, в которой производится приём данной радиостанции. Это обстоятельство, не отражаясь на качестве воспроизведения радиовещательной передачи, открывает некоторые возможности в отношении навигации или вообще в части определения местоположения.

В самом деле, если одновременно с работой такой радиостанции включить обычную радиотелефонную станцию, работающую на другой несущей частоте (длине волны), и промодулировать обе радиостанции от общего источника звуковой частоты Ω , то можно путём приёма этих радиопередатчиков на два отдельных радиоприёмника и сопоставления фазы модулирующих напряжений на выходе радиоприёмников определять местоположение точки, в которой производится одновременный приём обоих передатчиков.

Заканчивая этим рассмотрение принципа работы радиовещательной станции, использующей метод многофазного радиовещания, следует остановиться ещё на одном вопросе, имеющем значение не только для успешной работы данной системы. Здесь имеется в виду вопрос получения фазового сдвига на 90° в каналах низкой частоты (в фазовращателе $ФВ$ — рис. 3.28). Если получение заданного фазового сдвига для одной частоты не встречает каких-либо осложнений, то его получение в диапазоне частот (и особенно широком) представляет значительные трудности.

Действительно, любой фазовращатель обычно представляет собой ту или иную комбинацию активных и реактивных сопротивлений и в силу этого обеспечиваемый им сдвиг фаз не может не зависеть (если не принято специальных мер) от частоты переменного напряжения, подводимого к фазовраща-

телю. Поскольку напряжение низкой частоты, поступающее в фазовращатель ΦB , должно меняться по частоте в достаточно широких пределах (при работе станции для целей радиовещания примерно от 30 до 10 000 гц), то получение постоянного фазового сдвига в 90° встречает большие трудности.

Не останавливаясь на сложных схемах фазовращателей для работы в диапазоне частот (см. примечание в конце параграфа), рассмотрим здесь одну из возможных простейших схем. Для получения и сохранения постоянного значения фазового сдвига в диапазоне частот необходимо, очевидно, принять меры, обеспечивающие сохранение постоянства отношения реактивного сопротивления фазовращателя к его активному сопротивлению в диапазоне частот. Поскольку активное сопротивление не зависит от частоты, для выполнения поставленной задачи следует принять меры, обеспечивающие неизменность реактивного сопротивления фазовращателя при изменении частоты подводимого к нему переменного напряжения. Основанный на этом принципе фазовращатель, принципиальная схема которого дана на рис. 3.30, обеспечивает между напряжениями, снимаемыми соответственно с зажимов OA и OB , постоянный сдвиг фаз на 90° .

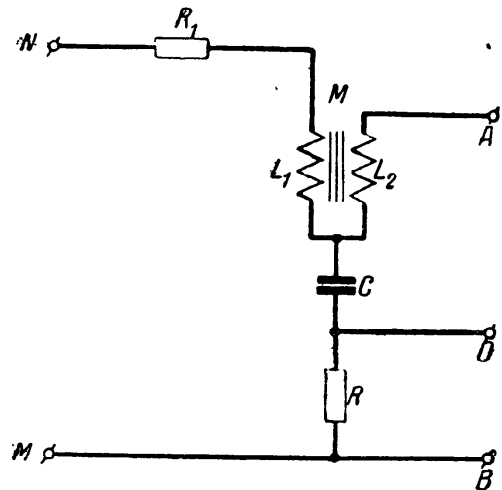


Рис. 3.30

Основным элементом данного фазовращателя является трансформатор, образованный двумя тесно связанными катушками L_1 и L_2 . Для средней частоты диапазона, в котором должен обеспечиваться необходимый фазовый сдвиг в 90° , между элементами, составляющими схему фазовращателя, должны иметься следующие соотношения:

$$\omega L_1 = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2} R \text{ и } R_1 \gg R.$$

Для выполнения последнего неравенства достаточно десятикратного превышения величины R_1 над R .

При соблюдении указанных выше соотношений ток в цепи, состоящей из последовательно соединённых сопротивления R_1 , катушки L_1 , конденсатора C и сопротивления R , при постоянстве приложенного к зажимам NM переменного напряжения, будет практически определяться величиной сопротивления R_1 . Таким образом, с достаточной точностью можно считать, что ток I в указанной выше цепи не зависит от частоты переменного напряжения, подводимого к зажимам NM

фазовращателя. Ток I , протекая по сопротивлению R , создаёт на нём падение напряжения IR , величина и фаза которого не зависят от частоты напряжения, подводимого к фазовращателю. Это падение напряжения поступает к выходным зажимам OB фазовращателя.

Теперь обратимся к напряжению на выходных зажимах OA фазовращателя. Это последнее складывается из падения напряжения на конденсаторе $I \frac{1}{\omega C}$ и эдс взаимоиндуктивности, наводимой в катушке L_2 ; эта эдс в зависимости от включения концов катушки L_2 будет равна $\pm I\omega M$. На рис. 3.31 *а* и *б* показано изменение напряжения на зажимах OA фазовращателя при различном включении концов катушки L_2 . Из этого рисунка следует, что при определённом включении концов катушки L_2 (именно, когда эдс взаимоиндуктивности совпадает по фазе с падением напряжения на конденсаторе C) напряжение на выходных зажимах OA по отношению к напря-

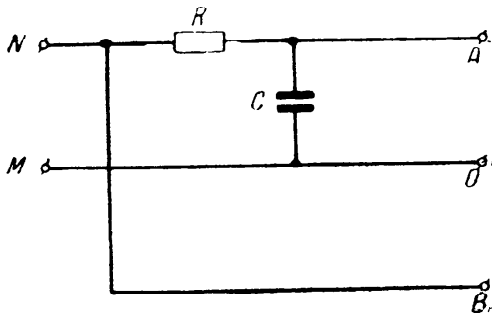


Рис. 3.32

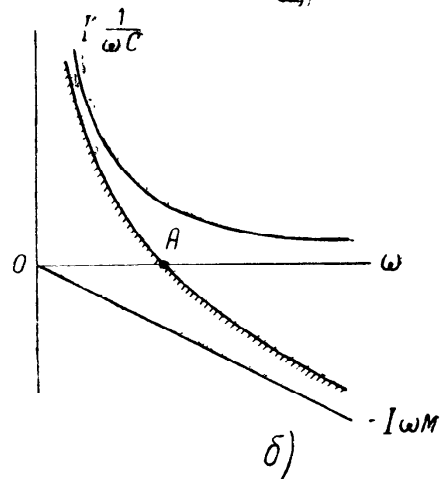
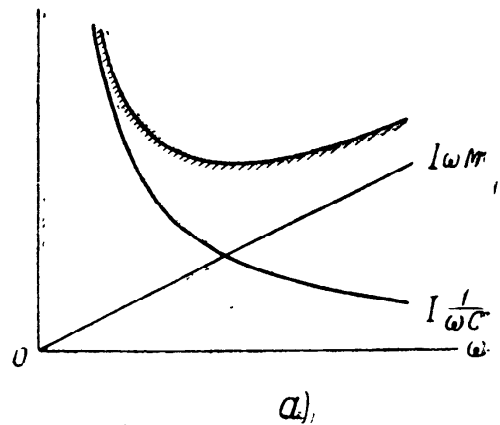


Рис. 3.31

жению OB будет сдвинуто на 90° . Этот фазовый сдвиг обеспечивается в достаточно широком диапазоне частот; что же касается напряжения на выходных зажимах OA , то таковое, не меняя своей фазы, изменяется по величине (см. рис. 3.31*а*). Для устранения этого недостатка прибегают к различным схемам компенсации изменения выходного напряжения фазовращателя.

При неправильном включении концов катушки L_2 (рис. 3.31*б*) напряжение на выходных зажимах OA будет значительно сильнее (по сравнению со случаем, к которому относится рис. 3.31*а*) изменяться по величине и, что совершенно недопустимо, изменять свою фазу (при переходе через точку A рис. 3.31*б*).

Итак, при использовании схемы фазовращателя рис. 3.30, снабжённой дополнительными компенсационными элементами или устройствами, имеется полная возможность получения требуемого сдвига фаз в 90° для значительного диапазона частот.

Заканчивая этим вопрос о получении фазового сдвига 90° в диапазоне частот, отметим возможность использования для этих целей простейшей цепочки RC (см. § 2.1). Такая цепочка (рис. 3.32) обеспечивает при условии $R \gg x_C$ фазовый сдвиг 90° между напряжениями на выходных зажимах OA и OB в широком диапазоне частот. Эта схема также требует компенсационных устройств для выравнивания выходных напряжений.

Примечание. Из сложных широкополосных фазовращателей низких (звуковых) частот следует отметить оригинальную схему¹⁾, основанную на использовании известного положения алгебры о том, что „разность логарифмов двух чисел равна логарифму отношения этих чисел“.

В самом деле, располагая четырёхполюсником, в котором зависимость между фазой входного напряжения φ и частотой подводимого к четырёхполюснику напряжения F имеет вид

$$\varphi = C + \ln KF, \dagger$$

где C и K — некоторые постоянные, легко построить схему широкополосного фазовращателя. Эта схема будет, очевидно, иметь два канала, в каждом из которых включены четырёхполюсники, обладающие написанной выше зависимостью между φ и F . Если теперь входные зажимы каналов соединить параллельно, т. е. подать на вход каналов синфазные напряжения частоты F , то фаза напряжения на выходе первого канала представится следующим выражением:

$$\varphi_1 = C_1 + \ln K_1 F.$$

Соответственно фаза напряжения на выходе второго канала

$$\varphi_2 = C_2 + \ln K_2 F.$$

Отсюда фазовый сдвиг между напряжениями на выходе каналов будет равен

$$\varphi_1 - \varphi_2 = (C_1 - C_2) + \ln \frac{K_1}{K_2},$$

т. е. фазовый сдвиг имеет некоторое постоянное значение, не зависящее от частоты F .

ПРИЛОЖЕНИЕ К § 3.4

Приведём необходимые преобразования для получения ур-ния (3.34).

Введя в ур-ние (3.33) следующие обозначения:

$$\omega \left(t - \frac{r_0}{c} \right) = \alpha; \quad \frac{\omega d \cos \varphi}{c} = \beta \quad \text{и} \quad \frac{\omega d \sin \varphi}{c} = \gamma,$$

¹⁾ Б. Б. Штейн, Н. А. Черняк. Однополосная модуляция с помощью фазовых схем. Связьиздат, 1959.

получаем:

$$\begin{aligned} \cos \omega \left(t - \frac{r_0}{c} \right) &= \cos \alpha; \\ \sin \omega \left(t - \frac{r_0 - d \cos \varphi}{c} \right) - \sin \omega \left(t - \frac{r_0 + d \cos \varphi}{c} \right) &= \sin (\alpha + \beta) - \\ &- \sin (\alpha - \beta) = \sin \alpha \cos \beta + \cos \alpha \sin \beta - \sin \alpha \cos \beta + \\ &+ \cos \alpha \sin \beta = 2 \cos \alpha \sin \beta; \\ \sin \omega \left(t - \frac{r_0 + d \sin \varphi}{c} \right) - \sin \omega \left(t - \frac{r_0 - d \sin \varphi}{c} \right) &= \sin (\alpha - \gamma) - \\ &- \sin (\alpha + \gamma) = -2 \cos \alpha \sin \gamma. \end{aligned}$$

После подстановки полученных значений в уравнение (3.33) имеем

$$E = K \frac{I_0}{r_0} \cos \alpha + K \frac{2I_1}{r_0} \cos \alpha (\sin \beta \sin \Omega t - \sin \gamma \cos \Omega t)$$

или окончательно

$$E = K \frac{I_0}{r_0} \cos \omega \left(t - \frac{r_0}{c} \right) \left\{ 1 + \frac{2I_1}{I_0} \left[\sin \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \cos \varphi \right) \sin \Omega t - \sin \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \sin \varphi \right) \cos \Omega t \right] \right\},$$

т. е. получаем уравнение (3.34).

Глава 4

ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ В САМОВОЗБУЖДАЮЩЕМСЯ ЛАМПОВОМ ГЕНЕРАТОРЕ

§ 4.1. Общие положения

Самовозбуждающийся ламповый генератор в простейшем виде состоит из электронной лампы и некоторого четырёхполюсника, через который усиленное в анодной цепи переменное напряжение поступает обратно на сетку лампы (рис. 4.1).

Из теории самовозбуждающегося лампового генератора следует, что для получения в генераторе колебаний, стабильных по амплитуде и по частоте, необходимо, чтобы в схеме самовозбуждающегося генератора имел место баланс амплитуд и баланс фаз. Практически это означает, что если в какой-либо момент времени на сетке самовозбуждающегося генератора имеется некоторое переменное напряжение определённой величины (амплитуды) и фазы, то после всего цикла преобразования поступающее обратно на сетку переменное напряжение должно иметь те же значения амплитуды и фазы, с которых было начато рассмотрение процесса.

В данной главе мы не будем касаться вопросов, относящихся к балансу амплитуд, т. е., скажем, вопросов о нарастании и ограничении амплитуды колебаний в генераторе и т. п., а сосредоточим своё внимание на фазовых соотношениях, которые должны иметь место в самовозбуждающемся генераторе. Вопрос о балансе амплитуд, который не может быть исключён из рассмотрения, будет в данном случае учитываться в виде требований к усилению, которое должна обеспечить электронная лампа (или лампы) для выполнения в схеме условия самовозбуждения.

Обращаясь вновь к рис. 4.1, мы видим, что для выполнения условия самовозбуждения необходимо, чтобы усиление,

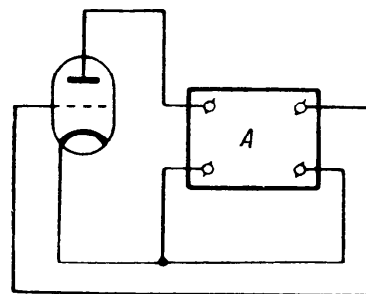


Рис. 4.1

даваемое лампой, было равно или превышало затухание четырёхполюсника A (баланс амплитуд) и чтобы четырёхполюсник A поворачивал фазу подводимого к нему переменного напряжения на 180° (баланс фаз). Последнее станет совершенно очевидным, если учесть, что переменное напряжение в анодной цепи

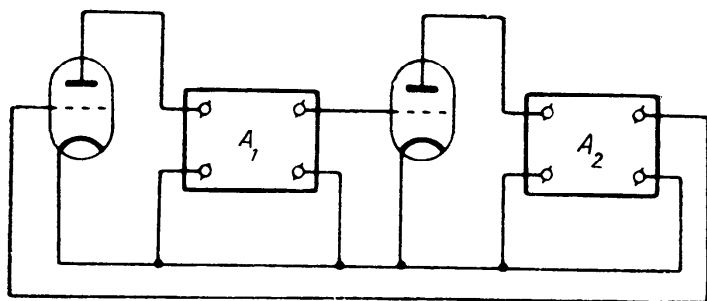


Рис. 4.2

(напряжение, подводимое к входным зажимам четырёхполюсника A) сдвинуто по отношению к переменному напряжению в сеточной цепи лампы на 180° и, следовательно, для получения переменного напряжения, поступающего обратно

в цепь сетки (напряжение на выходных зажимах четырёхполюсника A), в правильной фазе необходимо, чтобы четырёхполюсник A обеспечивал фазовый сдвиг между напряжениями на его входе и выходе на 180° .

Итак, в одноламповой схеме самовозбуждающегося генератора для получения правильных фазовых соотношений необходимо к фазовому сдвигу в 180° , получаемому при работе лампы в качестве усилителя, добавить дополнительный сдвиг фазы на 180° ; этот дополнительный фазовый сдвиг обеспечивается надлежащим выбором элементов, образующих четырёхполюсник A .

В том случае, когда в схеме самовозбуждающегося лампового генератора применены две лампы (рис. 4.2), к четырёхполюсникам A_1 и A_2 , обеспечивающим выполнение баланса фаз, должны быть предъявлены несколько иные требования.

В самом деле, поскольку в схеме рис. 4.2 напряжение, действующее в цепи сетки первой (левой) лампы, усиливается двумя лампами, из которых каждая в процессе своей работы обеспечивает фазовый сдвиг в 180° , поступающее обратно на сетку первой лампы переменное напряжение (напряжение на выходе правой лампы) будет иметь правильную фазу. В силу этого двухламповый усилитель (без четырёхполюсника A_1 и A_2) имеет возможность самовозбудиться и генерировать колебания искажённой (несинусоидальной) формы (мульти vibrator).

Если же необходимо получить в двухламповой схеме синусоидальные колебания одной определённой частоты, то в качестве четырёхполюсников A_1 и A_2 (рис. 4.2) должна быть включена комбинация активных и реактивных сопротивлений, обеспечивающая нулевой сдвиг фаз для частоты, на которой желательно получить самовозбуждение схемы.

Таким образом, поскольку двухламповая схема усилителя обеспечивает поворот фазы напряжения, поступающего обрат-

но на сетку первой лампы, на 360° , к четырёхполюсникам A_1 и A_2 предъявляется требование, чтобы они на частоте, которую генерирует схема, не вносили бы никакого дополнительного фазового сдвига.

Рассмотрим ещё одну (трёхламповую) схему самовозбуждающегося лампового генератора (рис. 4.3). В данной схеме включены ступенчато три лампы и, следовательно, переменное

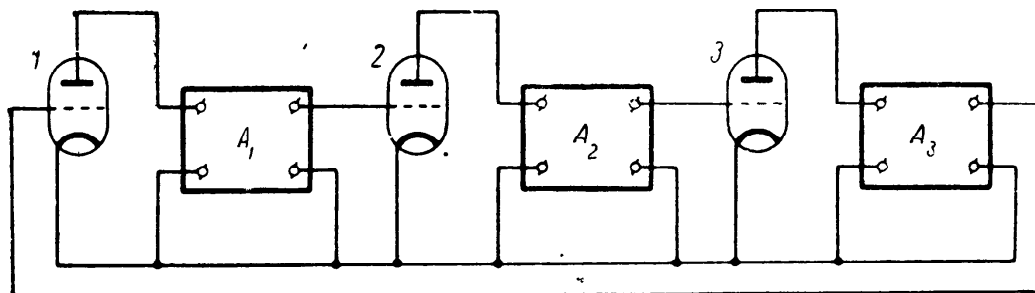


Рис. 4.3

напряжение, поступающее с выхода третьей лампы на сетку первой лампы, будет сдвинуто трёхкратно на 180° , т. е. на 540° .

Для того чтобы поступающее обратно на сетку первой лампы переменное напряжение имело бы правильную фазу, необходимо, чтобы три четырёхполюсника A_1 , A_2 и A_3 создавали бы дополнительный фазовый сдвиг в $\pm 180^\circ$. Поскольку схема рис. 4.3 составляется из симметричных ступеней, постольку каждый четырёхполюсник, через который связаны между собой ступени схемы, должен обеспечивать поворот фазы на $\frac{+180^\circ}{3} = \pm 60^\circ$.

Изложенный метод анализа работы самовозбуждающегося лампового генератора позволяет рассматривать различные схемы автогенераторов с единой точки зрения. Такой подход, как это будет видно из дальнейшего, формирует единый, обобщённый взгляд на принцип работы весьма разнообразных по своему построению генераторных схем. Это также полностью исключает необходимость прибегать к особым, применимым только в какой-то отдельной схеме, приёмам пояснения работы автогенератора.

В зарубежной литературе имеется немало примеров индивидуального подхода к работе отдельных схем, обычно объясняемого ссылками на их специфичность; в результате этого появилось большое количество схем, которым, как правило, присвоены фамилии авторов журнальных статей (например, «схема Франклина», «схема Фроми» и др.). Такие названия не вызываются необходимостью, а только приводят к дезориентации, так как эти схемы представляют собой разновидность обычных схем, использующих основные положения теории.

§ 4.2. Многоламповые схемы

Приведённая в предыдущем параграфе принципиальная схема трёхлампового или, как его иногда называют, трёхфазного генератора (рис. 4.3) представлена на рис. 4.4 в виде практической схемы. Как следует из этого рисунка, генератор со-

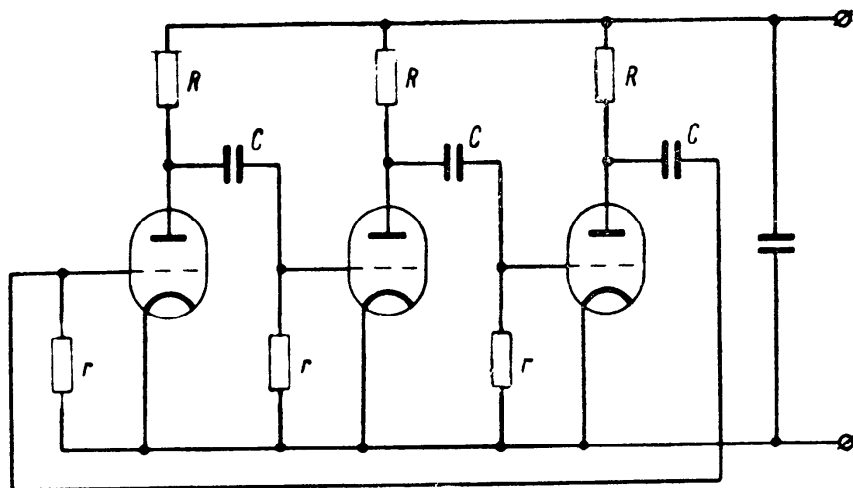


Рис. 4.4

стоит из трёхлампового усилителя, анодные цепи ламп которого нагружены сопротивлениями R ; в качестве четырёхполюсников, связывающих между собой ступени схемы, применены цепочки типа Cr .

Как уже отмечалось, ступени схемы совершенно идентичны; это существенно упрощает её анализ, который и будет проделан ниже для одной ступени схемы (рис. 4.5).

При подаче на сетку первой лампы переменного напряжения U_g в анодной цепи появляется переменная слагающая анодного тока I_1 , определяемая известной формулой:

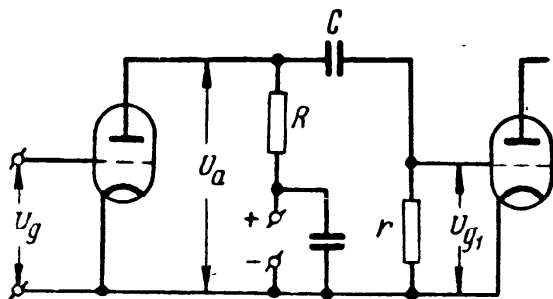


Рис. 4.5

$$I_1 = \frac{\mu U_g}{R_i + R}, \quad (4.1)$$

где μ — коэффициент усиления лампы и R_i — её внутреннее сопротивление.

Так как обычно в схемах многоламповых генераторов сопротивление нагрузки R выбирается значительно меньшим внутреннего сопротивления лампы, то ф-ла (4.1) может быть переписана следующим образом:

$$I_1 = \frac{\mu U_g}{R_i} = S U_g,$$

где S — крутизна характеристики лампы, равная $\frac{\mu}{R_i}$.

Под действием переменной слагающей анодного тока на нагрузочном сопротивлении R появляется переменное напряжение

$$U_a = I_1 R = SRU_g. \quad (4.2)$$

Это переменное напряжение прикладывается к входным зажимам четырёхполюсника, связывающего анодную цепь первой лампы с сеточной цепью второй лампы.

Воспользуемся известным соотношением, связывающим напряжения на входе U_1 и выходе U_2 четырёхполюсника в режиме холостого хода,

$$\frac{U_1}{U_2} = A_{11},$$

где A_{11} — первый коэффициент первой строки общей матрицы четырёхполюсника.

В данном случае, очевидно, входное напряжение четырёхполюсника равно U_a а выходное U_{g1} ; что же касается величины A_{11} , то она для четырёхполюсника данной конфигурации (рис. 4.6) равна (см. приложение)

$$A_{11} = 1 + \frac{Z_1}{Z_2}.$$

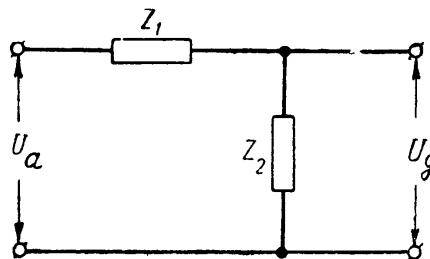


Рис. 4.6

Но согласно рис. 4.5

$$Z_1 = \frac{1}{i\omega C} \text{ и } Z_2 = r.$$

Учитывая все эти обозначения и определения, получаем следующую связь между напряжениями U_a и U_{g1} :

$$\frac{U_a}{U_{g1}} = 1 - i \frac{1}{\omega Cr}.$$

Это последнее выражение может быть представлено так:

$$\frac{U_a}{U_{g1}} = \left| \frac{U_a}{U_{g1}} \right| e^{-i\varphi} = \sqrt{1 + \frac{1}{\omega^2 C^2 r^2}} e^{-i \arctg \frac{1}{\omega Cr}}. \quad (4.3)$$

Для того чтобы четырёхполюсник обеспечивал фазовый сдвиг в 60° , очевидно, необходимо так подобрать его элементы C и r , чтобы при угловой частоте генерирования схемы, которую обозначим ω_0 , выполнялось следующее равенство:

$$\frac{1}{\omega_0 Cr} = \sqrt{3}.$$

Отсюда легко получить значение частоты f_0 , генерируемой схемой. Подставляя в написанное выше равенство вместо ω_0

её значение, равное $2\pi f_0$, и решая в отношении f_0 , имеем

$$f_0 = \frac{1}{11Cr}. \quad (4.4)$$

При этой частоте модуль затухания четырёхполюсника согласно ф-ле (4.3) будет равен 2

$$\left| \frac{U_a}{U_{g1}} \right| = \sqrt{1+3} = 2.$$

По условию симметрии схемы необходимо, чтобы напряжение на сетке второй лампы U_{g1} (рис. 4.5) было равно напряжению, поступающему на сетку первой лампы. Для этого необходимо, чтобы усиление, даваемое ступенью, было бы равно или превышало затухание, вносимое четырёхполюсником.

Из ф-лы (4.2) следует, что усиление, даваемое ступенью рис. 4.5, равно

$$\frac{U_a}{U_g} = SR. \quad (4.5)$$

Следовательно, условие самовозбуждения схемы рис. 4.4 требует выполнения неравенства

$$SR \geq 2. \quad (4.6)$$

Ранее отмечалось, что задачей четырёхполюсников, служащих элементами связи между ступенями схемы, является создание дополнительного фазового сдвига для обеспечения в схеме баланса фаз.

Из ф-лы (4.3) имеем

$$\frac{U_a}{U_{g1}} = \left| \frac{U_a}{U_{g1}} \right| e^{-i\varphi}.$$

Но так как значение затухания четырёхполюсника равно 2 и фазовый угол 60° , то последнее выражение можно переписать так:

$$\frac{U_a}{U_{g1}} = 2e^{-i60^\circ}.$$

Отсюда следует, что напряжение на выходе четырёхполюсника опережает напряжение на его входе на 60°

$$U_{g1} = \frac{U_a}{2} e^{i60^\circ}.$$

Таким образом, к фазовому сдвигу в 180° , обеспечиваемому первой лампой, прибавляется ещё 60° за счёт фазового сдвига в четырёхполюснике, связывающем первую ступень со второй. Вследствие симметрии и идентичности схемы каждый из трёх четырёхполюсников будет добавлять к фазовому сдвигу соответствующей лампы дополнительные 60° . В результате этого к фазовому сдвигу, создаваемому ступенчатым включением трёх ламп (540°), добавляется $60^\circ \cdot 3 = 180^\circ$, и общий фазовый сдвиг

напряжения, подаваемого обратно на сетку первой лампы, по отношению к действующему там напряжению будет равен

$$540^\circ + 180^\circ = 720^\circ = 2 \cdot 360^\circ,$$

т. е. условие баланса фаз выполняется.

Итак, если в схеме трёхлампового генератора (рис. 4.4) усиление каждой ступени удовлетворяет условию (4.6), то имеется возможность генерирования частоты f_0 [см. ф-лу 4.4)], при которой в схеме обеспечивается баланс фаз.

Заканчивая этим рассмотрение работы трёхлампового генератора, остановимся ещё на одном вопросе: в качестве четырёхполюсника, связывающего

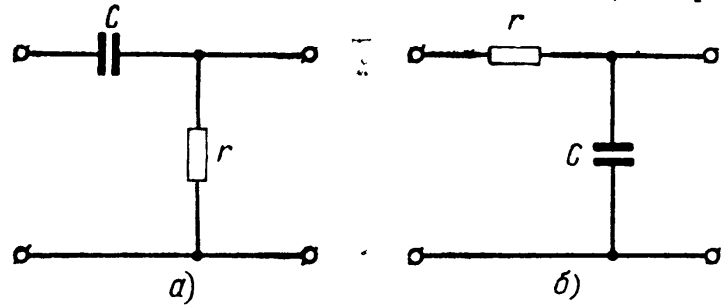


Рис. 4.7

между собой ступени схемы рис. 4.4, используется цепочка типа Cr . Такая цепочка, помимо включения, согласно рис. 4.7а может быть ещё включена по схеме рис. 4.7б. В этом последнем случае элементы четырёхполюсника имеют следующие значения:

$$Z_1 = r; Z_2 = \frac{1}{i\omega C}.$$

В соответствии с этим коэффициент A_{11} общей матрицы четырёхполюсника будет равен

$$A_{11} = 1 + \frac{Z_1}{Z_2} = 1 + i\omega Cr.$$

Продельвая в отношении цепочки данного типа выводы, аналогичные предыдущим, приходим к следующему выражению:

$$\frac{U_a}{U_{g1}} = \left| \frac{U_a}{U_{g1}} \right| e^{i\varphi} = \sqrt{1 + \omega^2 C^2 r^2} e^{i \arctg \omega Cr}. \quad (4.7)$$

Из полученного выражения следует, что для обеспечения четырёхполюсником дополнительного фазового сдвига в 60° необходимо, чтобы генерируемая в схеме угловая частота ω_0 и элементы четырёхполюсника удовлетворяли очевидному равенству

$$\omega_0 Cr = \sqrt{3}.$$

Отсюда частота f_0 , генерируемая в трёхламповой схеме при включении элементов четырёхполюсников согласно рис. 4.7б, равна

$$f_0 = \frac{\sqrt{3}}{2\pi Cr} = \frac{1}{3,6Cr}. \quad (4.8)$$

Отметим, что в данном случае при тех же значениях элементов, образующих четырёхполюсник, но при их включении согласно рис. 4.7б генерируемая частота трёхлампового генератора будет в 3 раза выше частоты генерирования, отвечающей включению согласно рис. 4.7а.

Что касается затухания, вносимого четырёхполюсником данного типа (рис. 4.7б), то оно согласно ф-ле (4.7) при $\omega = \omega_0$ будет также равно 2.

Таким образом, при включении четырёхполюсников согласно рис. 4.7б условием самовозбуждения схемы является по-прежнему неравенство $SR \geq 2$, а генерируемая частота определяется ф-лой (4.8).

Интересно заметить, что если включение четырёхполюсников согласно рис. 4.7а добавляло к фазовому сдвигу, обеспечиваемому ступенчатым включением ламп, дополнительно 180° , то при включении элементов четырёхполюсника согласно рис. 4.7б эти четырёхполюсники отнимают от фазового сдвига, создаваемого лампами схемы, угол в 180° .

В самом деле, из ф-лы (4.7) следует, что при генерировании в схеме частоты f_0 [см. ф-лу (4.8)] имеет место следующее соотношение:

$$\frac{U_a}{U_{g1}} = 2e^{160^\circ}$$

или, иначе,

$$U_{g1} = \frac{U_a}{2} e^{-160^\circ}.$$

Таким образом, при включении в схему трёхлампового генератора четырёхполюсников согласно рис. 4.7б каждый четырёхполюсник отнимает от фазового сдвига, создаваемого лампой ступени, 60° и, следовательно, от суммарного сдвига, обеспечиваемого тремя лампами (540°), в данном случае отнимается $60^\circ \cdot 3 = 180^\circ$, в результате чего фазовый сдвиг между напряжением на сетке первой лампы схемы и подаваемым обратно на эту же сетку напряжением будет равен

$$540^\circ - 180^\circ = 360^\circ,$$

т. е. условие баланса фаз выполняется и для данного включения элементов четырёхполюсника [конечно, при частоте генерирования, определяемой ф-лой (4.8)].

Хотя принципиально возможно включение четырёхполюсников в схему трёхлампового генератора либо согласно рис. 4.7а, либо согласно рис. 4.7б, практически более удобно включение согласно рис. 4.7а, так как оно не требует никаких дополнительных элементов (конденсаторов, сопротивлений), кроме элементов, образующих собственно четырёхполюсник.

Рассмотрение вопроса о возможности включения элементов четырёхполюсника явилось дополнительной иллюстрацией тому, какие возможности открывают фазовые преобразования вообще и при генерировании колебаний в частности.

Остановимся вкратце на многоламповых схемах, содержащих более трёх ламп. Из анализа, проделанного в отношении трёхламповой схемы, следует, что число ламп в многоламповой схеме должно быть нечётным (для того чтобы четырёхполюсники, включаемые в качестве элементов связи между ступенями схемы, либо добавляли, либо отнимали от общего поворота фазы в схеме дополнительный угол 180° и тем обеспечивали выполнение баланса фаз).

Основываясь на выкладках, проделанных выше в отношении трёхлампового генератора, выведем формулы для определения генерируемой частоты, а также для условия самовозбуждения схем, содержащих соответственно 5 и 7 ламп.

Эти схемы совершенно идентичны трёхламповой (рис. 4.4) с той лишь очевидной разницей, что число ступеней и число связывающих их четырёхполюсников в зависимости от схемы равно пяти или семи (вследствие этого данные схемы не приводятся).

Так как эти схемы состоят из пяти или семи симметричных и идентичных ступеней, то в соответствии с методом, применённым при анализе трёхламповой схемы, получим искомые соотношения из рассмотрения работы одной ступени схемы.

В пятиламповой схеме лампы пяти ступеней поворачивают фазу на $180^\circ \cdot 5 = 900^\circ$ и, следовательно, пять четырёхполюсников, связывающих ступени схемы, должны обеспечить дополнительный поворот фазы на $\pm 180^\circ$. Таким образом, каждый четырёхполюсник должен давать фазовый сдвиг, равный $\pm \frac{180^\circ}{5} = \pm 36^\circ$. Положим, что элементы четырёхполюсников пятиламповой схемы включены согласно рис. 4.7а. В соответствии с этим включением элементы четырёхполюсников добавляют фазовый сдвиг, равный 180° , и суммарный сдвиг фазы напряжения, поступающего обратно на сетку первой лампы, равен

$$900^\circ + 180^\circ = 1080^\circ = 3 \cdot 360^\circ,$$

т. е. баланс фаз будет выполнен.

Для того чтобы каждый четырёхполюсник, элементы которого включены согласно рис. 4.7а, обеспечивал фазовый сдвиг, равный 36° , необходимо, чтобы между угловой частотой генерируемых в схеме колебаний ω_0 и элементами четырёхполюсника имело место очевидное соотношение

$$\frac{1}{\omega_0 C r} = 0,726. \quad (4.9)$$

Отсюда легко получить значение частоты f_0 , генерируемой пятиламповой схемой,

$$f_0 = \frac{1}{4,56 Cr} . \quad (4.10)$$

Далее, отправляясь от равенства (4.9), находим по ф-ле (4.3) затухание четырёхполюсника

$$\left| \frac{U_a}{U_{g1}} \right| = \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega_0 Cr} \right)^2} = \sqrt{1 + 0,726^2} = 1,24.$$

Таким образом, для самовозбуждения пятиламповой схемы в каждой её симметричной ступени должно иметь место неравенство

$$SR \geq 1,24.$$

Проделявая аналогичные рассуждения в отношении семиламповой схемы, заключаем, что каждый из семи четырёхполюсников, связывающих между собой ступени схемы, должен обеспечивать дополнительный фазовый сдвиг $\pm 25^5/7^\circ$. Положив включение элементов четырёхполюсников согласно рис. 4.7а, получаем после преобразований, аналогичных проделанным в отношении трёх-и пятиламповой схем, следующие выражения для генерируемой частоты и условия самовозбуждения семиламповой схемы:

а) генерируемая частота

$$f_0 = \frac{1}{3 Cr} ; \quad (4.11)$$

б) условие самовозбуждения

$$SR \geq 1,11. \quad (4.12)$$

Полученные выше формулы для условия самовозбуждения и генерируемой частоты в пяти-и семиламповой схемах предполагают включение элементов четырёхполюсников согласно рис. 4.7а. Совершенно очевидно, что элементы четырёхполюсников в данных схемах могут быть включены и согласно рис. 4.7б. В этом случае, как это было получено в отношении трёхламповой схемы, условие самовозбуждения схемы сохраняется тем же, что и для включения согласно рис. 4.7а. Что же касается генерируемой частоты, то она соответственно изменяется .

Интересно отметить, что если в трёхламповой схеме (рис. 4.4) переход от включения элементов четырёхполюсника согласно рис. 4.7а к включению в соответствии с рис. 4.7б вызывал повышение частоты генерируемых схемой колебаний, то в пяти-и семиламповых схемах такой переход от включения элементов четырёхполюсника согласно рис. 4.7а к включению по рис. 4.7б вызы-

вает понижение генерируемой частоты. Такое различие в поведении многоламповых схем при изменении способов включения четырёхполюсников, связывающих ступени схемы, легко может быть пояснено векторной диаграммой четырёхполюсника.

На рис. 4.8а представлена векторная диаграмма четырёхполюсника, элементы которого включены согласно рис. 4.7а, при работе этого четырёхполюсника в трёхламповой схеме. Буквой U_a обозначено напряжение, приложенное к входным

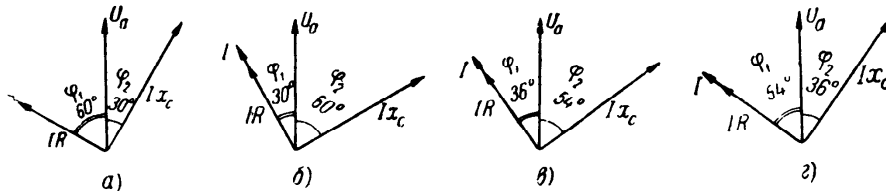


Рис. 4.8

зажимам четырёхполюсника, буквой I — ток, протекающий по элементам четырёхполюсника под действием приложенного к четырёхполюснику напряжения U_a . Этот ток при генерируемой в схеме частоте ω_0 опережает напряжение U_a на 60° . Ток I , протекая по элементам четырёхполюсника, вызывает на них падение напряжения IR и Ix_c . Вектор падения напряжения IR совпадает с вектором I , а вектор Ix_c находится в квадратуре с вектором I .

При включении элементов четырёхполюсника согласно рис. 4.7а выходное напряжение четырёхполюсника снимается с его активного сопротивления R , а это, как следует из векторной диаграммы рис. 4.8а, обеспечивает фазовый сдвиг между входным и выходным напряжениями четырёхполюсника на 60° , что и необходимо для выполнения в трёхламповой схеме баланса фаз (самовозбуждения схемы).

Из векторной диаграммы рис. 4.8а нетрудно видеть, что при включении элементов четырёхполюсника согласно рис. 4.7б (когда выходное напряжение четырёхполюсника снимается с конденсатора C) самовозбуждение схемы на частоте ω_0 невозможно, так как при этой частоте входное и выходное напряжения четырёхполюсника окажутся сдвинутыми на угол 30° и баланс фаз не будет иметь места. Для достижения баланса фаз при включении элементов четырёхполюсника согласно рис. 4.7б необходимо в диаграмме рис. 4.8а повернуть взаимно-перпендикулярные векторы IR и Ix_c таким образом, чтобы угол φ_2 сделался равным 60° , а соответственно угол φ_1 равным 30° (рис. 4.8б).

Совершенно очевидно, что переход от векторной диаграммы рис. 4.8а к векторной диаграмме рис. 4.8б потребует изменения генерируемой схемой частоты: частота должна измениться

таким образом, чтобы реактивное ёмкостное сопротивление четырёхполюсника уменьшилось. Таким образом, переход от включения элементов четырёхполюсника согласно рис. 4.7а к включению в соответствии с рис. 4.7б вызовет повышение частоты, генерируемой схемой; это повышение частоты будет происходить до тех пор, пока увеличивающийся угол φ_2 и соответственно уменьшающийся угол φ_1 не достигнут значений 60° и 30° (рис. 4.8б), обеспечивающих баланс фаз генератора.

Из этих же векторных диаграмм видно (об этом говорилось на стр. 145, что при включении элементов четырёхполюсника согласно рис. 4.7а выходное напряжение четырёхполюсника (IR) опережает его входное напряжение (U_a) на 60° (рис. 4.8а), тогда как при включении элементов четырёхполюсника согласно рис. 4.7б выходное напряжение четырёхполюсника (Ix_C) отстаёт от его входного напряжения (U_a) на 60° (рис. 4.8б). Из анализа работы трёхлампового генератора следует, что если при включении элементов четырёхполюсника по рис. 4.7а генерирование в схеме происходит с частотой $f_0 = \frac{1}{11Cr}$, при которой справедлива

векторная диаграмма рис. 4.8а, то при переключении элементов четырёхполюсника согласно рис. 4.7б для получения соотношений напряжений, определяемых векторной диаграммой рис. 4.8б, генерируемая схемой частота должна повыситься в три раза.

Теперь обратимся к векторным диаграммам для пятиламповой схемы.

Если элементы четырёхполюсников, связывающих ступени пятиламповой схемы, включены согласно рис. 4.7а, то при генерируемой в этом случае в схеме частоте $f_0 = \frac{1}{4,56Cr}$ выходное напряжение четырёхполюсника IR (снимаемое с сопротивления R) будет опережать его входное напряжение на 36° (рис. 4.8в) и в схеме генератора выполняется условие баланса фаз:

$$180^\circ \cdot 5 + 36^\circ \cdot 5 = 900^\circ + 180^\circ = 3 \cdot 360^\circ.$$

При переключении элементов четырёхполюсника согласно рис. 4.7б частота, генерируемая схемой, должна измениться так, чтобы векторы, показанные на диаграмме рис. 4.8в, заняли положения, показанные на рис. 4.8г. В данном случае, в отличие от трёхламповой схемы, частота должна измениться так, чтобы угол φ_2 уменьшился до 36° , а угол φ_1 увеличился бы до 54° . Это может быть достигнуто за счёт повышения реактивного ёмкостного сопротивления x_C или, иначе, за счёт понижения генерируемой схемой частоты. Понижение генерируемой частоты происходит до значения, обеспечивающего расположение векторов диаграммы согласно рис. 4.8г, при котором выполняется условие баланса фаз.

Действительно, при включении четырёхполюсников согласно рис. 4.7б выходные напряжения Ix_C , снимаемые с конденсаторов, отстают от входных напряжений U_a на 36° , что и обеспечивает выполнение баланса фаз:

$$180^\circ \cdot 5 - 36^\circ \cdot 5 = 2 \cdot 360^\circ.$$

Проведя рассуждения, аналогичные выполненным в отношении трёхламповой схемы, нетрудно показать, что переход от включения элементов четырёхполюсников согласно рис. 4.7а к рис. 4.7б вызывает в пятиламповой схеме понижение генерируемой частоты почти в два раза (1,88).

Приводить и рассматривать векторную диаграмму для семилампового генератора мы не будем, так как она отличается от диаграммы для пятиламповой схемы только тем, что величины углов φ_1 и φ_2 равны соответственно $25^5/7^\circ$ и $64^2/7^\circ$. При таких значениях углов φ_1 и φ_2 переход от включения элементов четырёхполюсников по схеме рис. 4.7а к схеме рис. 4.7б потребует для удовлетворения условия баланса фаз понижения генерируемой в схеме частоты. Рассуждениями, аналогичными предыдущим, можно показать, что переход от включения элементов четырёхполюсников согласно рис. 4.7а к рис. 4.7б вызывает в семиламповой схеме понижение генерируемой частоты (для удовлетворения условия баланса фаз) приблизительно в четыре раза (4,35).

Многоламповые (многофазные) схемы могут быть осуществлены и при применении в качестве элементов связи отдельных ступеней колебательных систем типа LC .

Рассмотрим в качестве примера схему трёхлампового (трёхфазного) генератора типа LC (рис. 4.9).

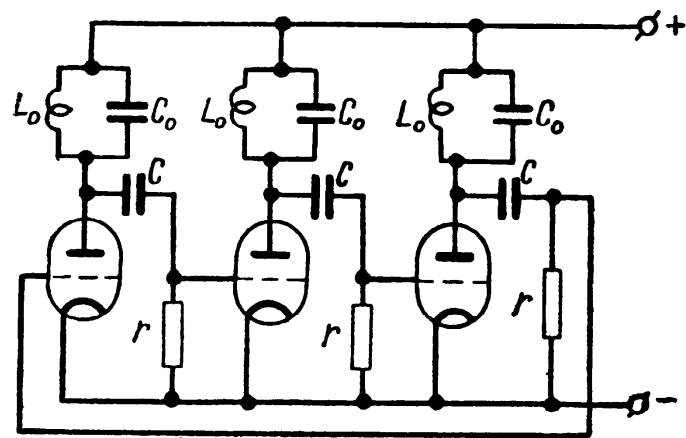


Рис. 4.9

Сопоставляя этот рисунок с аналогичной схемой типа RC (рис. 4.4), мы видим, что их внешнее отличие состоит только в том, что активные анодные сопротивления R (рис. 4.4) заменены колебательными контурами.

Однако, несмотря на столь незначительное различие указанных двух схем, в их работе имеются существенные отличия. Обратимся в первую очередь к цепочкам связи rC между ступенями генератора. Если в генераторе типа RC эти целочки определяли частоту генерируемых схемой колебаний, то в генераторе типа LC они выполняют только функции элементов связи меж-

ду ступенями генератора и в первом приближении не влияют на частоту генерируемых колебаний.

В самом деле, в генераторе типа RC цепочки связи rC , помимо связи между ступенями схемы, обеспечивали дополнительные фазовые сдвиги 60° в каждой ступени для выполнения условия баланса фаз; для этого сопротивления и ёмкости, образующие цепочку связи, рассчитывались по ф-ле (4.4), связывающей значения r и C с частотой генерируемых схемой колебаний f_0 .

Так, например, если цепочки связи каждой ступени генератора типа RC образованы сопротивлениями $r=500\ 000\ \text{ом}$ и конденсаторами $C=250\ \text{нф}$, то согласно ф-ле (4.4) частота генерируемых колебаний будет равна $f_0=800\ \text{гц}$; при уменьшении величин, образующих цепочку, в десять раз, т. е. при $C=25\ \text{нф}$ и $r=50\ 000\ \text{ом}$, частота генерируемых колебаний станет равной $f_0=80\ \text{кГц}$. Дальнейшее уменьшение величин C и r в целях повышения частоты генерируемых колебаний приведёт к таким их значениям, при которых работа генератора станет неустойчивой (из-за шунтирующего действия сопротивления r и соизмеримости ёмкости C с паразитными ёмкостями схемы). Вследствие этого трёхламповые генераторы типа RC используют, как правило, для получения переменного трёхфазного напряжения низкой (звуковой) частоты.

Для получения переменного трёхфазного напряжения высокой частоты следует перейти к схеме трёхлампового генератора типа LC (рис. 4.9). В этом генераторе цепочки Cr являются только элементами связи между ступенями схемы; поэтому величины ёмкости и сопротивлений цепочки имеют такие значения, при которых можно не учитывать шунтирующего действия сопротивлений и соизмеримости ёмкости цепочки с паразитными ёмкостями схемы.

Поскольку в генераторе типа LC цепочки связи Cr не создают дополнительных фазовых сдвигов, возникает законный вопрос: каким образом в генераторе данного типа обеспечивается выполнение условия баланса фаз?

Требования баланса фаз в трёхламповом генераторе типа LC обеспечиваются тем, что схема генерирует частоту, несколько отличную от собственной частоты, которой обладают идентичные колебательные контуры, включённые в анодные цепи ламп.

В самом деле, самовозбуждающийся ламповый генератор «избирает» себе такую частоту генерирования, при которой выполняется условие баланса фаз: в генераторе типа RC генерируемая частота устанавливалась таким образом, чтобы при заданных величинах ёмкости C и сопротивления r цепочек связи последние обеспечивали бы получение дополнительного фазового сдвига в 60° на каждую ступень схемы; аналогично в схеме типа LC устанавливается такая частота генерируемых колебаний (от-

личная от резонансной частоты колебательных контуров $L_0 C_0$), при которой снимаемое с контуров переменное напряжение сдвинуто по отношению к поступающему на сетку лампы переменному напряжению не на 180° , а на угол $180 \pm 60^\circ$. Такое значение фазового сдвига в каждой ступени получается при весьма небольшом отклонении генерируемой частоты от резонансной частоты колебательных контуров $L_0 C_0$ (рис. 4.9).

Величину этого отклонения легко подсчитать по ф-ле (4.21), приведённой в следующем параграфе этой главы. Действительно, если в схеме возникали бы колебания с частотой f_0 , то Δf , а следовательно, и φ равнялись нулю; в этом случае переменное напряжение на анодном контуре каждой ступени оказывалось бы сдвинутым по отношению к поступающему на сетку лампы этой ступени переменному напряжению на угол, равный 180° . Однако это произойти не может, так как при предполагаемой частоте генерирования, равной f_0 , фазовый сдвиг между сеточным напряжением первой лампы и поступающим на эту сетку обратным напряжением (после прохождения полного цикла через все три ступени схемы) окажется равным $180^\circ \cdot 3 = 540^\circ$, т. е. условие баланса фаз не выполняется. Генерирование в схеме будет происходить не на частоте f_0 , при которой угол $\varphi = 0$, а на некоторой частоте, при которой угол φ равен $\pm 60^\circ$, и, следовательно, к указанному выше сдвигу 540° прибавится или отнимется от него дополнительный фазовый сдвиг, равный $60^\circ \cdot 3 = 180^\circ$, и полный сдвиг за весь цикл будет равен либо 360° , либо 720° , т. е. условие баланса фаз окажется выполненным.

Обращаясь к ф-ле (4.21) и решая её в отношении $\frac{\Delta f}{f_0}$, получаем

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{2Q}.$$

При $\varphi = 60^\circ$ эта формула принимает следующий вид:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{1,73}{2Q}.$$

Наконец, выражая $\frac{\Delta f}{f_0}$ в процентах, получаем следующее:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{86,5}{Q}.$$

Полученное выражение показывает, что генерируемая частота в трёхламповом генераторе типа LC , даже при небольших значениях добротности анодных контуров Q (порядка $100 \div 150$), отличается от их резонансной частоты всего лишь на доли процента. Поэтому при расчёте частоты колебаний трёхфазной схемы типа LC принимают её практически равной резонансной частоте анодных контуров; последняя же определяется по известной формуле

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_0 C_0}}.$$

§ 4.3. Двухламповые схемы

Двухламповая схема осуществляется путём ступенчатого соединения двух электронных ламп (рис. 4.2). Поскольку каждая ступень с электронной лампой обеспечивает поворот фазы на 180° , очевидно, что в двухламповой схеме и без включения в неё фазирующих четырёхполюсников имеется возможность генерировать электрические колебания (например, в мультивибраторе). Однако, если в схеме двухлампового генератора отсутствует фазирующий четырёхполюсник, то условие баланса фаз выполняется для целого спектра частот, что и приводит к тому, что двухламповый генератор без фазирующего четырёхполюсника генерирует колебания искажённой (несинусоидальной) формы.

В том случае, когда желательно получить в двухламповом генераторе колебания одной частоты синусоидальной формы, необходимо включить в качестве элемента, связывающего

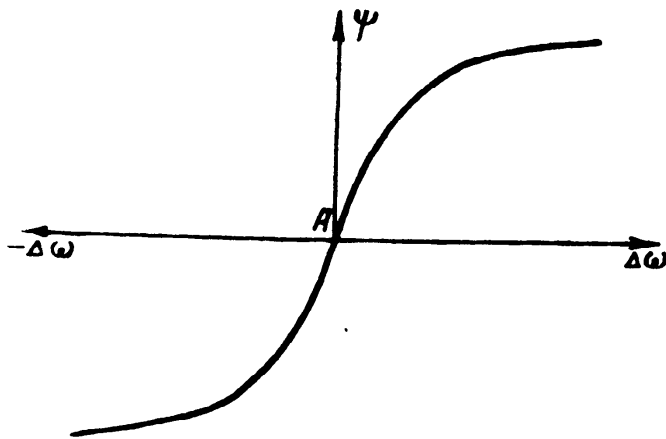


Рис. 4.10

ступени схемы, четырёхполюсник, обладающий надлежащей фазовой характеристикой (рис. 4.10).

При наличии в схеме четырёхполюсника с указанной характеристикой условие баланса фаз будет выполняться только для одной частоты, именно для частоты, отвечающей точке *A* (рис. 4.10), в которой фазовый сдвиг между напряже-

ниями на входе и выходе четырёхполюсника равен нулю; для значений частоты, отличных от указанной, условие баланса фаз не выполняется и эти частоты не могут существовать при наличии четырёхполюсника с данной фазовой характеристикой.

Четырёхполюсники, обладающие фазовой характеристикой, показанной на рис. 4.10, могут быть образованы как комбинацией элементов *RC*, так и комбинацией элементов *LC*.

Обратимся к рассмотрению некоторых практических схем. В первую очередь проанализируем схему двухлампового генератора, показанную на рис. 4.11; в данной схеме ступени связаны между собой через четырёхполюсник, образованный последовательно-параллельным соединением сопротивлений и конденсаторов.

Найдём выражение для фазовой характеристики данного четырёхполюсника. Как известно, отношение входного напря-

жения U_1 четырёхполюсника к его выходному напряжению U_2 равно коэффициенту A_{11} общей матрицы четырёхполюсника

$$\frac{U_1}{U_2} = A_{11}.$$

Это отвечает режиму холостого хода (разомкнутым выходным зажимам четырёхполюсника). В данной схеме выходные зажимы четырёхполюсника приключены к зажимам сетка —

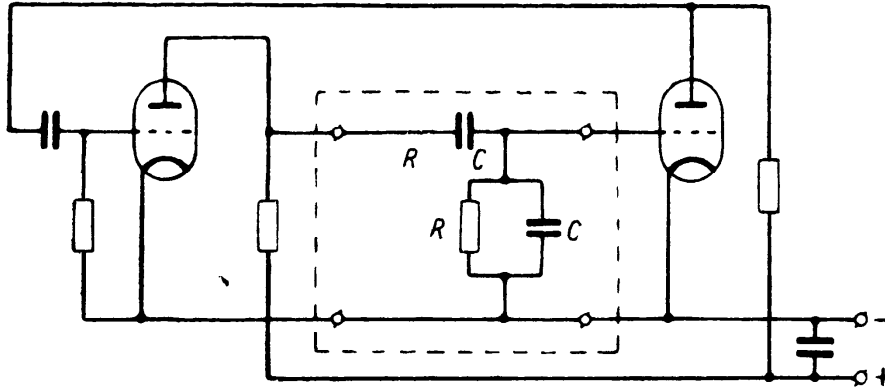


Рис. 4.11

нить лампы, входное сопротивление между которыми достаточно велико, что позволяет рассматривать режим работы четырёхполюсника как режим холостого хода.

Четырёхполюсник, связывающий ступени схемы (рис. 4.12), может быть представлен эквивалентной схемой (рис. 4.13), в которой величины сопротивлений Z_1 и Z_2 соответственно равны:

$$Z_1 = R + \frac{1}{i\omega C} \quad \text{и} \quad Z_2 = \frac{R}{R + \frac{1}{i\omega C}}.$$

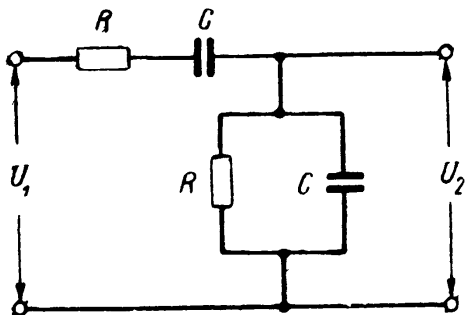


Рис. 4.12

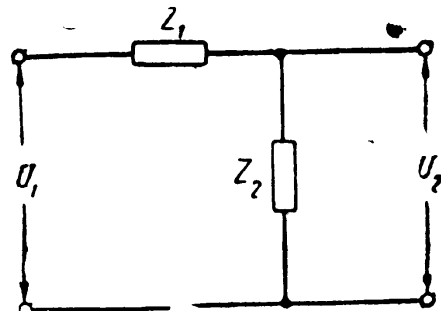


Рис. 4.13

Коэффициент общей матрицы A_{11} для четырёхполюсника, показанного на рис. 4.13, равен (см. приложение)

$$A_{11} = 1 + \frac{Z_1}{Z_2}.$$

Подставив сюда значения Z_1 и Z_2 , имеем

$$A_{11} = 1 + \frac{\left(R + \frac{1}{i\omega C}\right)^2}{\frac{R}{i\omega C}}.$$

Произведя очевидные преобразования и отделяя вещественную часть от мнимой, получаем

$$A_{11} = 3 + i\left(\omega CR - \frac{1}{\omega CR}\right). \quad (4.13)$$

При заданных элементах C и R четырёхполюсника для определённого значения угловой частоты, которое обозначим ω_0 , мнимая часть выражения (4.13) обращается в нуль.

$$\omega_0 CR - \frac{1}{\omega_0 CR} = 0.$$

Решая полученное уравнение в отношении ω_0 , имеем

$$\omega_0 = \frac{1}{CR}. \quad (4.14)$$

Отсюда следует, что частота f_0 , при которой мнимая часть в выражении (4.13) обращается в нуль, равна

$$f_0 = \frac{1}{2\pi RC}. \quad (4.15)$$

Учитывая равенство (4.14), можно переписать выражение (4.13) следующим образом:

$$A_{11} = 3 + i\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right).$$

Но, как известно,

$$A_{11} = A_{11} e^{i\varphi},$$

где

$$A_{11} = \sqrt{9 + \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)^2} \text{ и } \varphi = \arctg \frac{\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}}{3}.$$

Полученные выражения показывают, что при частоте f_0 затухание четырёхполюсника минимально и численно равно 3

$$A_{11} = \frac{U_1}{U_2} = 3,$$

что же касается фазового угла, то он в этом случае равен нулю.

Для удобства пользования формулами для A_{11} и φ они могут быть преобразованы следующим образом.

Совершенно очевидно, что

$$\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} = \frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \approx \frac{2\Delta f}{f_0},$$

где $\Delta f = f - f_0$.

Подставляя это значение в выражении для A_{11} и φ , имеем:

$$A_{11} = \sqrt{9 + \left(\frac{2\Delta f}{f_0}\right)^2} \text{ и } \varphi = \arctg 0,66 \frac{\Delta f}{f_0}. \quad (4.16)$$

На рис. 4.14 приведены экспериментально полученные зависимости затухания и фазового угла в функции Δf для четырёхполюсника, показанного на рис. 4.12.

Итак, четырёхполюсник, показанный на рис. 4.12, будучи включён в схему двухлампового генератора (рис. 4.11), в силу своей фазовой характеристики (рис. 4.14) обеспечит в этом генераторе выполнение баланса фаз для частоты

$$f_0 = \frac{1}{2\pi RC}.$$

Изменение частоты генерируемых колебаний в схеме рис. 4.11 обычно достигается скачкообразно — путём изменения величины сопротивлений R (сдвоенным переключателем) и плавно — изменением ёмкости конденсаторов C ; для этого конденсаторы C выполняются в виде спаренного блока двух конденсаторов переменной ёмкости.

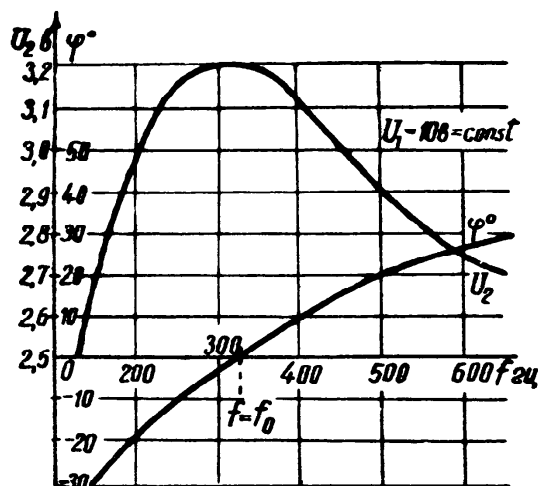


Рис. 4.14

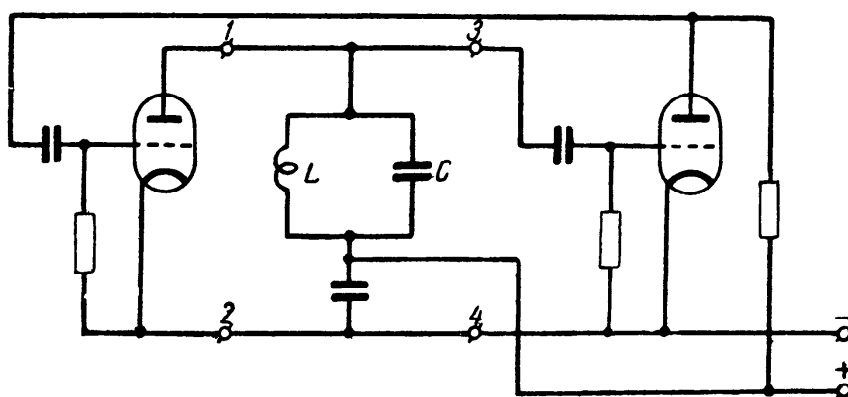


Рис. 4.15

Рассмотрим далее двухламповый генератор типа LC . В этой схеме в качестве четырёхполюсника, связывающего между собой лампы, используется параллельный колебательный контур (рис. 4.15).

Рассматривая параллельный контур как четырёхполюсник, мы убеждаемся, что напряжение на его выходных зажимах

равно напряжению на входных зажимах. Таким образом, анализ работы этого четырёхполюсника по характеру поведения коэффициента A_{11} общей матрицы (как это делалось выше при анализе четырёхполюсников типа RC) производить нельзя. В данном случае для анализа четырёхполюсника, схематически показанного на рис. 4.16, используют коэффициент A_{21} общей матрицы четырёхполюсника. Этот коэффициент, как известно, связывает в случае режима холостого хода входной ток четырёхполюсника I_1 с выходным напряжением U_2

$$I_1 = A_{21} U_2.$$

Но входной ток четырёхполюсника, очевидно, является переменной слагающей анодного тока лампы, в анодную цепь которой включены входные зажимы 1, 2 четырёхполюсника (рис. 4.15). Этот ток связан с переменным сеточным напряжением U_g , параметрами лампы (μ и R_i) и сопротивлением нагрузки Z_g соотношением

$$I_1 = - \frac{\mu U_g}{R_i + Z_g}.$$

Приравнивая правые части полученных выражений, имеем

$$- \frac{\mu U_g}{R_i + Z_g} = A_{21} U_2. \quad (4.17)$$

Коэффициент A_{21} для четырёхполюсника данного типа равен

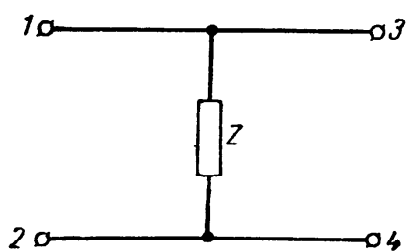


Рис. 4.16

$$A_{21} = \frac{1}{Z_g}.$$

Подставив это значение в уравнение (4.17) и определяя отсюда отношение напряжений U_g и U_2 , имеем

$$- \frac{U_g}{U_2} = \frac{1}{\mu} + \frac{1}{SZ_g}. \quad (4.18)$$

Но так как между слагаемыми правой части полученного выражения существует неравенство

$$\frac{1}{\mu} \ll \frac{1}{SZ_g},$$

то ф-ла (4.18) может быть с достаточной точностью представлена следующим образом:

$$\frac{U_2}{U_g} = - SZ_g, \quad (4.19)$$

Эквивалентное сопротивление параллельного контура при расстройке, как известно (О. Р., стр. 83), может быть представлено в следующем виде:

$$Z_g = Z_g e^{-i\varphi},$$

где

$$Z_g = \frac{1}{2C \sqrt{\delta^2 + (\Delta\omega)^2}} \text{ и } \varphi = \arctg \frac{\Delta\omega}{\delta}. \quad (4.20)$$

В этих формулах C — ёмкость контура, δ — коэффициент затухания, равный $\frac{R}{2L}$, и $\Delta\omega$ — расстройка между собственной (резонансной) частотой контура ω_0 и частотой ω , при которой желательно определить эквивалентное сопротивление параллельного контура.

Учитывая далее, что -1 может быть представлена как

$$-1 = e^{i180^\circ},$$

переписываем ф-лу (4.19) в следующем виде:

$$\frac{U_2}{U_g} = SZ_g e^{i(180^\circ - \varphi)}.$$

Поскольку напряжение U_2 представляет собой напряжение, поступающее на сетку второй лампы, необходимо для выполнения условия баланса фаз, чтобы эти напряжения были сдвинуты по фазе на 180° . Таким образом, в двухламповой схеме, использующей в качестве фазирующего четырёхполюсника параллельный контур (рис. 4.15), возможно генерирование только резонансной частоты контура ω_0 , при которой $\varphi = 0$, и, следовательно, выполняется условие баланса фаз.

Отметим, что выражение фазовой характеристики контура: [см. ф-лу (4.20)] можно представить ещё следующим образом: подставив в ф-лу (4.20) вместо δ его значение, равное $\frac{R}{2L}$, имеем

$$\varphi = \arctg \frac{\Delta\omega 2L}{R}.$$

Помножив правую часть полученного выражения на $\frac{\omega_0}{\omega_0}$ и замечая, что $\frac{\omega_0 L}{R} = Q$, получаем

$$\varphi = \arctg 2Q \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \arctg 2Q \frac{\Delta f}{f_0}. \quad (4.21)$$

На рис. 4.17 представлена фазовая характеристика параллельного контура. Сопоставляя рис. 4.14 и 4.17, а также ф-лы (4.16) и (4.21), убеждаемся в их полной идентичности.

Итак, цепочка RC (рис. 4.12) так же, как и параллельный колебательный контур, может быть использована в качестве элементов связи между лампами двухлампового генератора (рис. 4.11 и 4.15). В обоих случаях генерирование схемы будет происходить на резонансных частотах элементов связи — на частотах, при которых четырёхполюсники связи дают нулевой фазовый сдвиг между напряжениями на их входе и выходе (рис. 4.14 и 4.17).

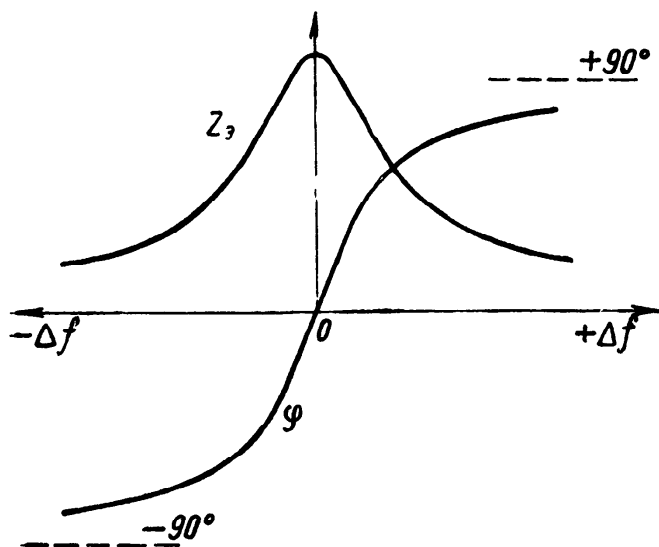


Рис. 4.17

сдвигом при резонансной частоте — частоте генерирования. Однако в практических схемах (рис. 4.11 и 4.15) ограничиваются использованием только одного фазирующего четырёхполюсника A_1 (цепочки RC или параллельного контура); второй четырёхполюсник A_2 обычно заменяется какой-либо апериодической цепью, позволяющей связать выход второй лампы схемы с входом её первой лампы. Эта цепь в отличие от фазирующего четырёхполюсника не обладает резонансными свойствами, т. е. не определяет (в первом приближении) частоту генератора.

Ознакомившись с принципами работы двухламповых генераторов обычного типа, обратимся к схемам двухламповых генераторов, использующих в своей работе комбинированное действие положительной и отрицательной обратной связи.

Основной деталью генератора такого типа, как это следует из рис. 4.18, является усилитель, имеющий равномерную частотную характеристику в широком диапазоне частот. Выходные зажимы усилителя через цепь положительной об-

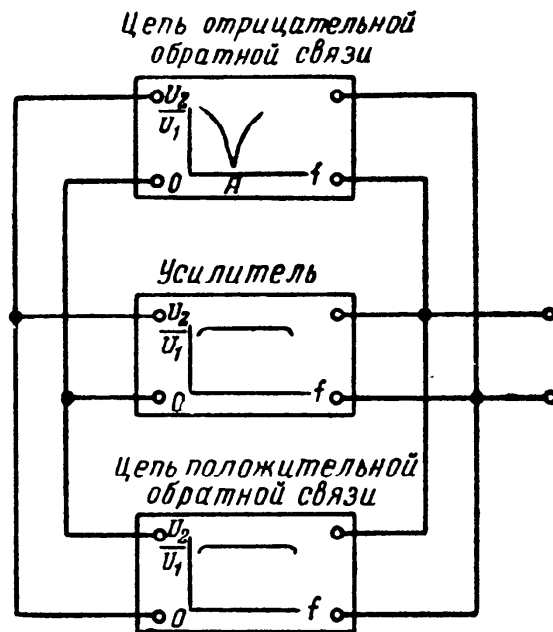


Рис. 4.18

ратной связи соединены с его входными зажимами; по этой цепи поступает напряжение достаточной амплитуды и правильной фазы, обеспечивающее самовозбуждение усилителя. Помимо этой цепи, имеется ещё одна цепь — цепь отрицательной обратной связи, через которую выходное напряжение усилителя также подаётся на его вход. Однако это напряжение имеет фазу, противоположную той, с которой подаётся напряжение на вход усилителя через цепь положительной обратной связи. Вопрос о самовозбуждении схемы решается соотношением напряжений, поступающих обратно на вход усилителя по указанным выше двум трактам.

Частотная характеристика цепи положительной обратной связи имеет тот же характер, что и частотная характеристика усилителя, а частотная характеристика тракта отрицательной обратной связи благодаря включению в этот тракт специального четырёхполюсника (см. далее) имеет форму обёрнутой резонансной кривой. Характеристика такого вида позволяет осуществить в схеме рис. 4.18 самовозбуждение только для одного значения частоты — именно той частоты, при которой затухание четырёхполюсника равно бесконечности.

В самом деле, если взять напряжение, поступающее через цепь положительной обратной связи, достаточным для выполнения условия самовозбуждения усилителя, а напряжение, воздействующее на вход усилителя через цепь отрицательной обратной связи, большее, чем первое, то, очевидно, самовозбуждение для всех частот, кроме частоты, соответствующей точке A (рис. 4.18), будет невозможно, поскольку напряжение, поступающее по тракту отрицательной обратной связи, преобладает над напряжением, действующим по цепи положительной обратной связи. Только при частоте $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$, отвечающей точке A , напряжение отрицательной обратной связи не в состоянии подавить самовозбуждение усилителя и при этой частоте возможно генерирование в схеме рис. 4.18.

Совершенно очевидно, что если передвигать характеристику специального четырёхполюсника, включённого в цепь отрицательной обратной связи, путём изменения его параметров, то можно получить самовозбуждение схемы и при других частотах.

Практически в генераторах, построенных по описанному принципу, параметры элементов, из которых составлена схема специального четырёхполюсника, можно либо плавно, либо скачкообразно изменять. Первый случай отвечает генератору плавного диапазона, а второй — так называемому генератору кнопочного типа, позволяющему получить заданные дискретные частоты; последнее представляет собой интерес при производстве массовых стандартных измерений или испытаний.

Ознакомившись с принципом работы и блок-схемой генератора, использующего совместное действие положительной и отрицательной обратной связи, сосредоточим своё внимание на специальном четырёхполюснике (так он был назван в описании блок-схемы генератора), включаемом в тракт отрицательной обратной связи.

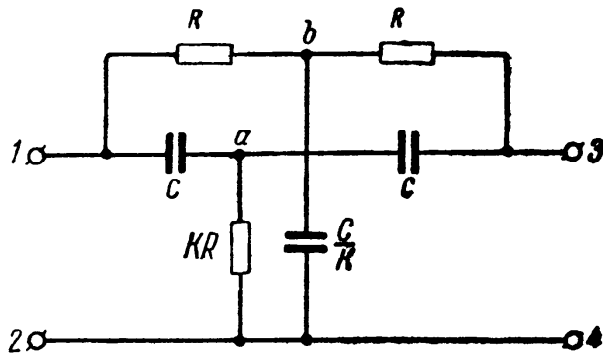


Рис. 4.19

В качестве такого четырёхполюсника могут быть использованы как двойная Т-образная, так и Т-образная мостиковая схема четырёхполюсников. В первую очередь рассмотрим двойную Т-образную схему. Данная схема, как это следует из рис. 4.19, является параллельным включением двух Т-образных четырёхполюсников, из которых первый состоит из двух последовательно включённых конденсаторов C и параллельно включённого сопротивления KR , где K — некоторый коэффициент (см. далее), обычно меньший единицы, а второй — из двух последовательно включённых сопротивлений R и параллельно включённого конденсатора $\frac{C}{K}$.

Для изучения амплитудных и фазовых соотношений в четырёхполюснике имеет большое значение коэффициент A_{11} общей матрицы четырёхполюсника, так как его величина определяет в режиме холостого хода ($I_2=0$) отношение входного U_1 и выходного U_2 напряжений четырёхполюсника

$$A_{11} = \frac{U_1}{U_2}.$$

Из теории четырёхполюсника известна следующая связь между коэффициентом A_{11} общей матрицы и коэффициентами Y_{22} и Y_{21} матрицы проводимости (О. Р., стр. 369):

$$A_{110} = -\frac{Y_{220}}{Y_{210}}. \quad (4.22)$$

В последней формуле коэффициенты снабжены в индексах дополнительным нулём для того, чтобы отличить эти коэффициенты от аналогичных коэффициентов, относящихся к отдельным четырёхполюсникам, образующим двойную Т-образную схему (см. далее).

Из теории четырёхполюсника также известно, что при параллельном соединении четырёхполюсников коэффициенты

матрицы проводимости эквивалентного четырёхполюсника равны сумме соответствующих коэффициентов матриц проводимостей параллельно включённых четырёхполюсников. Таким образом, очевидно, что

$$Y_{220} = Y'_{22} + Y''_{22} \quad (4.23)$$

и соответственно

$$Y_{210} = Y'_{21} + Y''_{21}. \quad (4.24)$$

В этих формулах обозначения «прим» показывают, что коэффициенты со знаком (') относятся к первому и со знаком (") — ко второму из параллельно включённых четырёхполюсников.

Для T-образной схемы, состоящей из последовательно включённых сопротивлений Z_1 и параллельно включённого сопротивления Z_2 , значения коэффициентов Y_{22} и Y_{21} матрицы проводимости, как известно (см. приложение), равны:

$$Y_{22} = -\frac{Z_1 + Z_2}{Z_1^2 + 2Z_1Z_2} \quad \text{и} \quad Y_{21} = \frac{Z_2}{Z_1^2 + 2Z_1Z_2}.$$

Для первого из двух параллельно включённых четырёхполюсников сопротивления Z_1 и Z_2 соответственно равны:

$$Z'_1 = \frac{1}{i\omega C} \quad \text{и} \quad Z'_2 = KR,$$

а для второго четырёхполюсника:

$$Z''_1 = R \quad \text{и} \quad Z''_2 = \frac{K}{i\omega C}.$$

Подставляя эти значения в формулы для Y_{22} и Y_{21} , получаем выражения коэффициентов для обоих параллельно соединённых четырёхполюсников:

$$Y'_{22} = -\frac{\frac{1}{i\omega C} + KR}{\left(\frac{1}{i\omega C}\right)^2 + \frac{2KR}{i\omega C}}; \quad Y''_{22} = -\frac{R + \frac{K}{i\omega C}}{R^2 + \frac{2KR}{i\omega C}};$$

$$Y'_{21} = \frac{KR}{\left(\frac{1}{i\omega C}\right)^2 + \frac{2KR}{i\omega C}}; \quad Y''_{21} = \frac{\frac{K}{i\omega C}}{R^2 + \frac{2KR}{i\omega C}}.$$

Подставив найденные значения в ф-лы (4.23) и (4.24), имеем:

$$Y_{220} = \frac{KR - i \frac{1}{\omega C}}{\frac{1}{\omega^2 C^2} + i \frac{2KR}{\omega C}} - \frac{R - i \frac{K}{\omega C}}{R^2 - i \frac{2KR}{\omega C}};$$

$$Y_{210} = - \frac{KR}{\frac{1}{\omega^2 C^2} + i \frac{2KR}{\omega C}} - \frac{i \frac{K}{\omega C}}{R^2 - i \frac{2KR}{\omega C}}.$$

Располагая значениями коэффициентов Y_{220} и Y_{210} , находим интересующий нас коэффициент A_{110} общей матрицы эквивалентного четырёхполюсника

$$A_{110} = - \frac{\left(KR - i \frac{1}{\omega C}\right) \left(R^2 - i \frac{2KR}{\omega C}\right) - \left(\frac{1}{\omega^2 C^2} + i \frac{2KR}{\omega C}\right) \left(R - i \frac{K}{\omega C}\right)}{-KR \left(R^2 - i \frac{2KR}{\omega C}\right) - i \frac{K}{\omega C} \left(\frac{1}{\omega^2 C^2} + i \frac{2KR}{\omega C}\right)}.$$

Продельвая с полученным выражением элементарные алгебраические преобразования и отделяя в числителе и знаменателе вещественные части от мнимых, приходим к следующему:

$$A_{110} = - \frac{\frac{2KR}{\omega^2 C^2} - KR^3 + \frac{R}{\omega^2 C^2} + \frac{2K^2 R}{\omega^2 C^2}}{\left(KR^3 - \frac{2K^2 R}{\omega^2 C^2}\right) + i \left(\frac{K}{\omega^3 C^3} - \frac{2K^2 R^2}{\omega C}\right)} +$$

$$+ i \frac{\frac{R^2}{\omega C} + \frac{2K^2 R^2}{\omega C} - \frac{K}{\omega^3 C^3} + \frac{2KR^2}{\omega C}}{\left(KR^3 - \frac{2K^2 R}{\omega^2 C^2}\right) + i \left(\frac{K}{\omega^3 C^3} - \frac{2K^2 R^2}{\omega C}\right)}. \quad (4.25)$$

Обозначив угловую частоту, при которой реактивное сопротивление конденсатора C равно активному сопротивлению R , через ω_0 , имеем

$$\frac{1}{\omega_0 C} = R \quad (4.26)$$

или, иначе,

$$\omega_0 = \frac{1}{RC}. \quad (4.27)$$

Исследуем характер коэффициента A_{110} общей матрицы эквивалентного четырёхполюсника при частоте $\omega = \omega_0$. Заме-

нив в ф-ле (4.25) угловую частоту ω на ω_0 и учитывая написанные выше равенства (4.26) и (4.27), получаем

$$A_{110} = - \frac{(2KR^3 - KR^3 + R^3 + 2K^2R^3) + i(R^3 + 2K^2R^3 - KR^3 + 2KR^3)}{(KR^3 - 2K^2R^3) + i(KR^3 - 2K^2R^3)}$$

После очевидных алгебраических преобразований имеем

$$A_{110} = - \frac{(1 + K + 2K^2)(1 + i)}{(K - 2K^2)(1 + i)}$$

или окончательно

$$A_{110} = - \frac{1 + K + 2K^2}{K - 2K^2} \quad (4.28)$$

Обращаясь к полученному выражению, мы видим, что при частоте ω_0 , которую обычно называют резонансной, коэффициент A_{110} общей матрицы четырёхполюсника, а следовательно, и его затухание являются функцией величины K .

Легко убедиться, что при $K=0,5$ затухание четырёхполюсника равно бесконечности и четырёхполюсник может быть использован в качестве так называемого «фильтра-пробки». Такое свойство двойного Т-образного четырёхполюсника при $K=0,5$ позволяет использовать его в схеме двухлампового генератора, работающего по принципу, изложенному на стр. 160.

На рис. 4.20 приведена экспериментально снятая характеристика четырёхполюсника, составленного по двойной Т-образной схеме. Данные элементов этой схемы следующие: $R=10^4$ ом, $C=2 \cdot 10^4$ см.

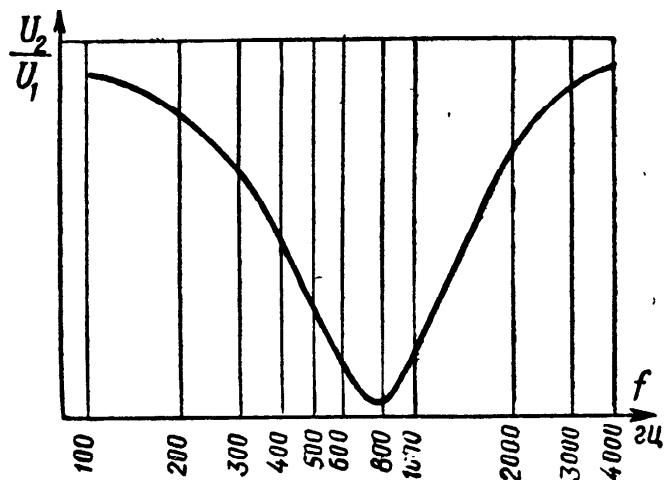


Рис. 4.20

Отсюда резонансная частота

$$f_0 = \frac{1}{2\pi RC} = \frac{9 \cdot 10^{11}}{6,28 \cdot 10^4 \cdot 2 \cdot 10^4} \approx 717 \text{ гц.}$$

Остальные элементы схемы четырёхполюсника (при условии $K=0,5$)

$$KR = 0,5 \cdot 10^4 = 5 \cdot 10^3 \text{ ом; } \frac{C}{K} = \frac{2 \cdot 10^4}{0,5} = 4 \cdot 10^4 \text{ см.}$$

Как видно из рис. 4.20, расчётное и экспериментальное значения резонансной частоты дают удовлетворительное совпадение.

Рассмотрим далее практическую схему двухлампового генератора с комбинированной связью, в тракте отрицательной обратной связи которого использована двойная Т-образная схема четырёхполюсника. Данный генератор (рис. 4.21) представляет

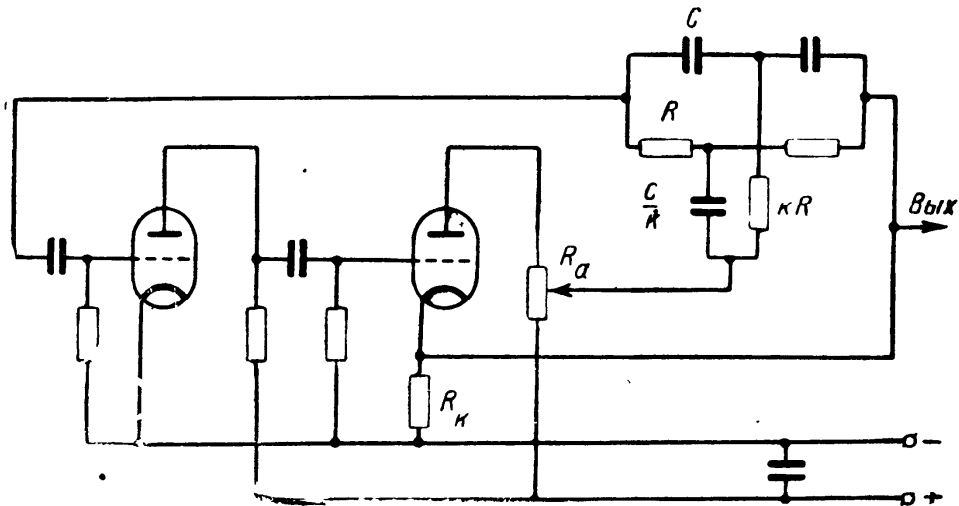


Рис. 4.21

собой двухламповый усилитель на сопротивлениях, выход которого через тракты положительной и отрицательной обратной связи связан с его входом. В самом деле, выходная лампа нагружена на два последовательно включённых сопротивления R_a и R_k . Переменное напряжение на сопротивлении R_a сдвинуто по фазе по отношению к переменному напряжению на сетке первой (левой) лампы на 360° и, следовательно, будучи подано обратно на сетку первой лампы усилителя, обеспечивает положительную обратную связь. В тракт положительной обратной связи включён не весь четырёхполюсник, а лишь его четыре элемента R , C , KR и $\frac{C}{K}$; это позволяет получить частотную характеристику тракта достаточно равномерной для широкого диапазона частот. Переменное напряжение на сопротивлении R_k сдвинуто по отношению к переменному напряжению на сетке первой лампы усилителя на 180° и, очевидно, будучи подано обратно на сетку первой лампы, создаёт отрицательную обратную связь. В тракт отрицательной обратной связи включён полностью четырёхполюсник двойной Т-образной схемы. Таким образом, переменное напряжение, поступающее на сетку первой лампы усилителя по тракту отрицательной обратной связи, будет меняться при изменении частоты в соответствии с резонансной кривой четырёхполюсника (рис. 4.20).

Величина отрицательной обратной связи в данной схеме имеет некоторое постоянное значение, определяемое величиной сопротивления R_k ; что же касается положительной обратной связи, то её можно регулировать (путём передвижения ползунка по сопротивлению R_a).

Подбором положительной и отрицательной обратной связи обеспечивается правильная синусоидальная форма колебаний генератора; вследствие этого в генераторах, построенных по данной схеме, орган управления, воздействующий на перемещение ползунка по сопротивлению R_a , часто снабжается надписью «искажение».

Регулировка частоты колебаний генератора достигается изменением величин элементов, образующих схему четырёхполюсника. Следует иметь в виду, что изменение элементов схемы четырёхполюсника должно производиться таким образом, чтобы не нарушалось требуемое для бесконечного затухания соотношение между элементами четырёхполюсника (величина K должна сохранять своё значение постоянным и равным 0,5). Практически это осуществляется надлежащим сопряжением органов, управляющих частотой генератора.

Выходное напряжение можно снимать, как это сделано в схеме рис. 4.21, непосредственно с сопротивления R_k . Однако в целях ослабления реакции подключаемых к генератору цепей и схем на генерируемую им частоту, а также для обеспечения необходимых выходных напряжений и мощностей к схеме рис. 4.21 добавляется одна или несколько ступеней усиления.

Двойная Т-образная схема не является единственной возможной схемой четырёхполюсника для тракта отрицательной обратной связи генератора, использующего совместное действие обоих видов связи. В качестве такого четырёхполюсника можно использовать также и Т-образную мостиковую схему (рис. 4.22). Практическая схема такого вида образуется из активных сопротивлений и конденсаторов; эти последние могут быть включены по схеме рис. 4.23а или по схеме рис. 4.23б. В обеих схемах буквой n обозначена некоторая величина (см. далее), обычно большая единицы.

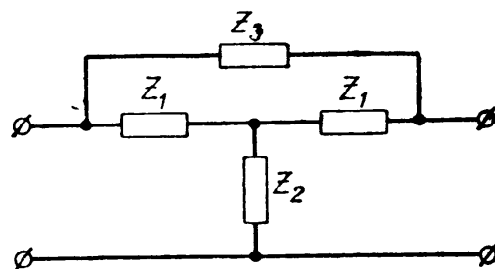


Рис. 4.22

Т-образные мостиковые схемы (рис. 4.23 а и б) так же, как и двойная Т-образная схема, при некотором значении частоты обладают максимальным затуханием при нулевом фазовом сдвиге между входным и выходным напряжениями (рис. 4.24).

Таким образом, Т-образная мостиковая схема может быть использована в генераторах с комбинированной связью. На рис. 4.25 показана одна из возможных схем такого генератора, в котором в качестве специального четырёхполюсника в

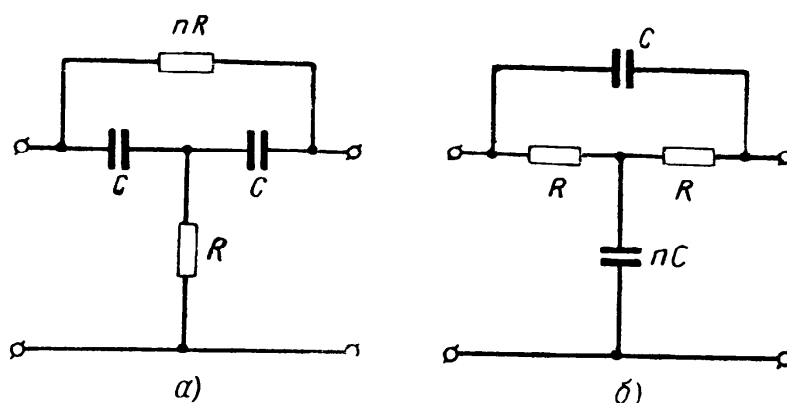


Рис. 4.23

тракте отрицательной обратной связи использован Т-образный мостиковый четырёхполюсник, изображённый на рис. 4.23а.

Схема генератора рис. 4.25 так же, как и схема рассмотренного ранее генератора рис. 4.21, состоит из двухлампово-

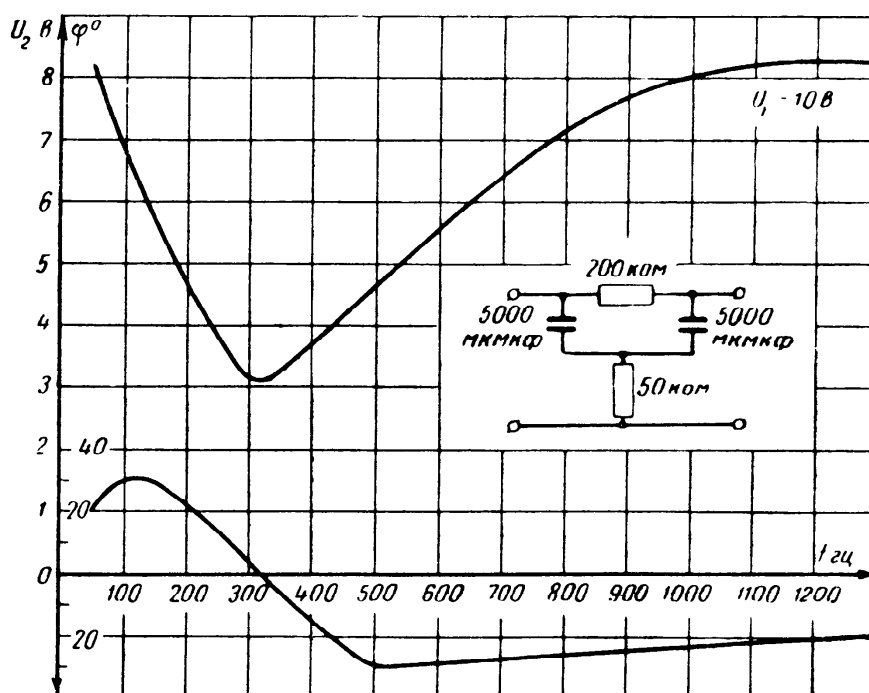


Рис. 4.24

го усилителя на сопротивлениях, вход и выход которого надлежащим образом связаны. Положительная обратная связь в схеме рис. 4.25 осуществляется путём подачи переменного напряжения с анодной нагрузки R_2 второй (правой) лампы усилителя обратно на сетку его первой лампы. Переменное

напряжение отрицательной обратной связи в данной схеме поступает на сетку первой лампы с её сопротивления анодной нагрузки R_1 . В тракт отрицательной обратной связи (между анодом и сеткой первой лампы) включён специальный четырёхполюсник, представляющий в данном случае Т-образную мостиковую схему в соответствии с рис. 4.23а. Величина

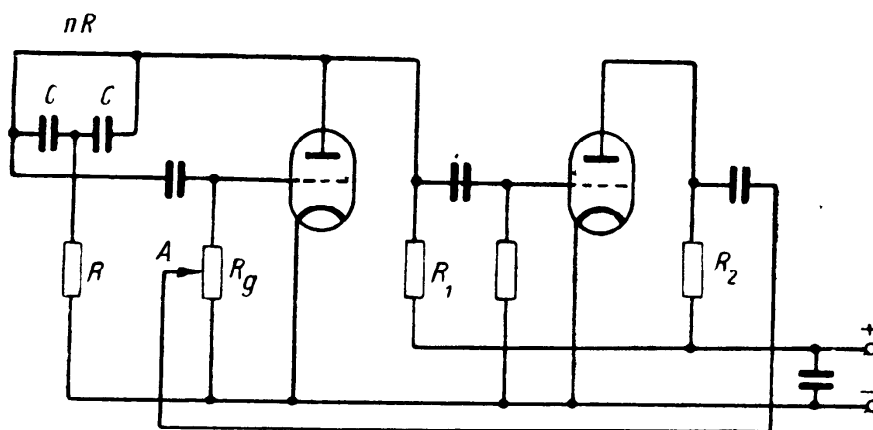


Рис. 4.25

отрицательной обратной связи имеет постоянное значение, а величина положительной обратной связи может регулироваться для установки оптимального соотношения обратных связей. Регулировка положительной обратной связи достигается в схеме рис. 4.25 передвижением ползунка A по сопротивлению R_g .

Перейдём к анализу работы Т-образной мостиковой схемы.

Данная схема (рис. 4.22) может рассматриваться либо как параллельное соединение двух четырёхполюсников (Т-образного и сопротивления Z_3), либо как последовательное соединение также двух четырёхполюсников (П-образного и сопротивления Z_2). Оба возможных метода рассмотрения Т-образной мостиковой схемы показаны соответственно на рис. 4.26 и 4.27.

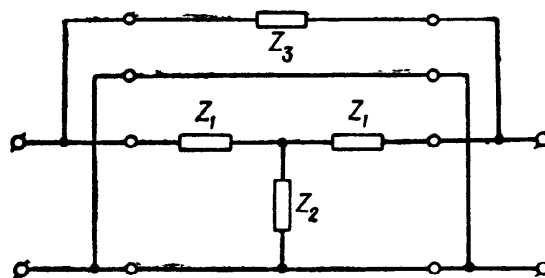


Рис. 4.26

В первом случае (рис. 4.26) определение коэффициента A_{110} Т-образной мостиковой схемы производится аналогично тому, как это было проделано на стр. 163 в отношении двойной Т-образной схемы специального четырёхполюсника (параллельного соединения двух Т-образных четырёхполюсников).

Во втором случае (рис. 4.27) четырёхполюсники соединены последовательно и поэтому для определения коэффициента A_{110} полной схемы следует воспользоваться связью между

этим коэффициентом и коэффициентами Z (О. Р., стр. 369)

$$A_{110} = \frac{Z_{110}}{Z_{210}}.$$

Коэффициенты Z_{110} и Z_{210} Т-образной мостиковой схемы определяются простым суммированием соответствующих коэффициентов Z матриц последовательно соединённых четырёхполюсников (рис. 4.27):

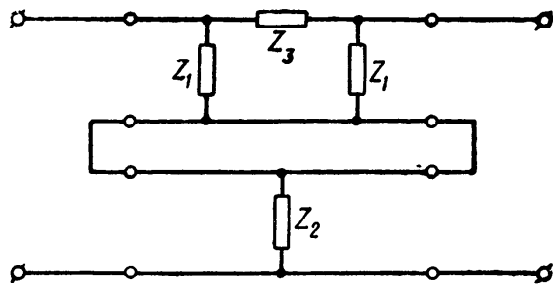


Рис. 4.27

$$Z_{110} = Z'_{11} + Z''_{11}$$

и

$$Z_{210} = Z'_{21} + Z''_{21}.$$

Располагая табличными данными, связывающими коэффициенты Z матриц и Y матриц с элементами, обра-

зующими четырёхполюсники, определяем либо по ф-ле (4.22), либо по написанной выше формуле значение коэффициента A_{110} .

Выполнение изложенных выше преобразований в отношении схемы параллельного включения четырёхполюсников (рис. 4.26), либо в отношении последовательного соединения четырёхполюсников (рис. 4.27) приводит в обоих случаях к одинаковым результатам: значение коэффициента A_{110} для Т-образной мостиковой схемы имеет следующий вид:

$$A_{11} = 1 + \frac{Z_1 Z_3}{Z_1^2 + Z_2 (2Z_1 + Z_3)}. \quad (4.29)$$

В последней формуле для сокращения письма у коэффициента A_{110} отброшен в индексе ноль.

Располагая ф-лой (4.29), произведём анализ Т-образной мостиковой схемы рис. 4.23а; для этого рисунка сопротивления Z_1 , образующие схему, имеют следующие значения:

$$Z_1 = \frac{1}{i \omega C}; \quad Z_2 = R \quad \text{и} \quad Z_3 = nR.$$

Подставляя эти значения в ф-лу (4.29), имеем

$$A_{11} = 1 + \frac{\frac{nR}{i \omega C}}{\left(\frac{1}{i \omega C}\right)^2 + R \left(\frac{2}{i \omega C}\right) + nR}$$

или, иначе,

$$A_{11} = 1 + \frac{-i \frac{nR}{\omega C}}{\left(nR^2 - \frac{1}{\omega^2 C^2}\right) - i \frac{2R}{\omega C}}. \quad (4.30)$$

Освобождаясь от мнимости в знаменателе, приводим выражение для A_{11} к следующему виду:

$$A_{11} = 1 + \frac{\frac{2nR^2}{\omega^2 C^2}}{\left(nR^2 - \frac{1}{\omega^2 C^2}\right)^2 + \frac{4R^2}{\omega^2 C^2}} - i \frac{\frac{nR}{\omega C} \left(nR^2 - \frac{1}{\omega^2 C^2}\right)}{\left(nR^2 - \frac{1}{\omega^2 C^2}\right)^2 + \frac{4R^2}{\omega^2 C^2}}. \quad (4.31)$$

Из полученного выражения следует, что при некотором значении угловой частоты, которое обозначим через ω_0 , и данных значениях элементов четырёхполюсника (R , C и n) числитель второго слагаемого (выражение в скобках) обращается в нуль

$$nR^2 - \frac{1}{\omega_0^2 C^2} = 0.$$

Решая это в отношении ω_0 , имеем

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{nRC}}. \quad (4.32)$$

Отсюда значение частоты f_0 , при которой мнимая часть выражения (4.31) обращается в нуль, равно

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{nRC}}. \quad (4.33)$$

При этой частоте, как указано выше, мнимая часть выражения (4.31) равна нулю, т. е. сдвиг фаз между напряжениями на входе (U_1) и выходе (U_2) четырёхполюсника равен нулю, а величина затухания A_{11} равна $1 + \frac{n}{2}$.

В самом деле, при $\omega = \omega_0$

$$nR^2 - \frac{1}{\omega_0^2 C^2} = 0$$

и вещественная часть выражения (4.31) равна

$$A_{11} = 1 + \frac{2nR^2 \omega_0^2 C^2}{\omega_0^2 C^2 4R^2} = 1 + \frac{n}{2}.$$

Итак, при частоте f_0 фазовый сдвиг, вносимый четырёхполюсником, равен нулю и затухание четырёхполюсника равно $1 + \frac{n}{2}$.

Обратимся далее к анализу выражения (4.31) для любого значения частоты $f \neq f_0$.

Представляя выражение (4.31) в следующем виде:

$$A_{11} = 1 + \frac{\frac{2nR^2}{\omega^2 C^2}}{\frac{1}{\omega^4 C^4} (nR^2 \omega^2 C^2 - 1)^2 + \frac{4R^2}{\omega^2 C^2}} - i \frac{\frac{nR}{\omega C} \frac{1}{\omega^2 C^2} (nR^2 \omega^2 C^2 - 1)}{\frac{1}{\omega^4 C^4} (nR^2 \omega^2 C^2 - 1)^2 + \frac{4R^2}{\omega^2 C^2}},$$

проделывая элементарные алгебраические преобразования и учитывая равенство (4.32), имеем

$$A_{11} = 1 + \frac{2 \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}{\left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)^2 + 4R^2 \omega^2 C^2} - i \frac{nR \omega C \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)}{\left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)^2 + 4R^2 \omega^2 C^2}.$$

Принимая во внимание, что

$$nR \omega C = \sqrt{n} \sqrt{n} R \omega C = \sqrt{n} \frac{\omega}{\omega_0}$$

и

$$4R^2 \omega^2 C^2 = \frac{4}{n} \omega^2 nR^2 C^2 = \frac{4}{n} \frac{\omega^2}{\omega_0^2},$$

а также обозначая для сокращения письма $\frac{\omega}{\omega_0} = a$, получаем окончательное выражение для A_{11}

$$A_{11} = 1 + \frac{2a^2}{(a^2 - 1)^2 + \frac{4}{n} a^2} - i \frac{\sqrt{n} a (a^2 - 1)}{(a^2 - 1)^2 + \frac{4}{n} a^2}. \quad (4.34)$$

Обращаясь к рис. 4.24, представляющему экспериментально снятые зависимости выходного напряжения U_2 и фазового сдвига φ в функции частоты f переменного напряжения, подводимого к четырёхполюснику (Т-образной мостиковой схеме), мы видим, что даже при относительно большом отклонении частоты f от частоты f_0 фазовый сдвиг φ невелик. Отсюда следует, что величина коэффициента A_{11} в основном определяется его вещественной частью. Таким образом, приближённо можно считать, что

$$A_{11} = 1 + \frac{2a^2}{(a^2 - 1)^2 + \frac{4}{n} a^2}. \quad (4.35)$$

Проделаем с полученным выражением некоторые преобразования. Во-первых, преобразуем выражение $(a^2 - 1)$:

$$a^2 - 1 = \frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1 = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega_0^2} = \frac{(\omega + \omega_0)(\omega - \omega_0)}{\omega_0^2}.$$

Принимая приближённо $\omega + \omega_0 \approx 2\omega_0$ и обозначая $\omega - \omega_0 = \Delta\omega$, получаем следующее:

$$a^2 - 1 = \frac{2\Delta\omega}{\omega_0}.$$

Наконец, обозначая

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta f}{f_0} = s,$$

где s — расстройка, приходим к окончательному выражению

$$a^2 - 1 = 2s.$$

Аналогично изложенному преобразуем выражения a и a^2 . Обращаясь к выражению для a , получаем

$$a = \frac{\omega}{\omega_0} = \frac{\omega_0 + \Delta\omega}{\omega_0} = 1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 1 + s.$$

Отсюда значение для a^2 , очевидно, равно

$$a^2 = 1 + 2s + s^2.$$

Подставляя найденные значения в ф-лу (4.35), имеем

$$A_{11} = 1 + \frac{2(1 + 2s + s^2)}{4s^2 + \frac{4}{n}(1 + 2s + s^2)}.$$

Продельвая с полученной формулой очевидные алгебраические преобразования, получаем окончательное выражение для A_{11} :

$$A_{11} = 1 + \frac{n}{2} \frac{1 + 2s + s^2}{1 + 2s + s^2(1 + n)}. \quad (4.36)$$

Из полученной формулы следует, что при частоте f_0 , т. е. при расстройке $s = 0$,

$$A_{11} = 1 + \frac{n}{2}.$$

Если же $s \neq 0$, то дробь, на которую умножается $\frac{n}{2}$, будет меньше единицы, и, следовательно, значение коэффициента A_{11} уменьшается.

Но, как известно,

$$A_{11} = \frac{U_1}{U_2}$$

или, иначе,

$$U_2 = \frac{U_1}{A_{11}}.$$

Таким образом, при постоянном входном напряжении ($U_1 = \text{const}$) выходное напряжение (U_2) обратно пропорционально величине коэффициента A_{11} . Если $U_1 = \text{const}$, то зависимость $U_2 = \psi(f)$ имеет V-образный характер (рис. 4.27) и проходит через минимум при $f = f_0$ или, иначе, при $s = 0$.

Проиллюстрируем сказанное некоторыми подсчётами. Из рис. 4.24 следует, что при $f = f_0 = 300$ гц и постоянном входном напряжении $U_1 = 10$ в выходное напряжение $U_2 \approx 3,2$ в.

При этой частоте $s = 0$ и, следовательно,

$$A_{11} = 1 + \frac{n}{2} = 3,$$

так как величина n , определяемая значениями элементов, образующих схему T-образного мостика, для рассматриваемого случая равна 4.

Выходное напряжение равно

$$U_2 = \frac{U_1}{A_{11}} = \frac{10}{3} = 3,3 \text{ в.}$$

Эта цифра достаточно близка к экспериментально полученному значению.

Определим теперь величину U_2 при частоте подводимого напряжения, равной $f = 600$ гц. В этом случае расстройка $s = 1$, значение коэффициента A_{11} равно двум [согласно ф-ле (4.36)], а следовательно, расчётная величина U_2 равна

$$U_2 = \frac{U_1}{A_{11}} = \frac{10}{2} = 5 \text{ в.}$$

Экспериментально полученное значение выходного напряжения U_2 при частоте $f = 600$ гц (рис. 4.24) равно $U_2 \approx 5,5$ в.

Перейдём к выяснению зависимости фазового сдвига от частоты подводимого к T-образной мостиковой схеме переменного напряжения.

Ограничиваясь лишь выявлением характера этой зависимости, пренебрежём в ф-ле (4.34) единицей по сравнению с вторым слагаемым вещественной части.

В этом случае выражение для φ принимает следующий простой вид:

$$\varphi = - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\sqrt{na}(a^2 - 1)}{2a^2}$$

или, иначе,

$$\varphi = - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\sqrt{n}}{2} \left(a - \frac{1}{a} \right).$$

Учитывая, что $a = \frac{\omega}{\omega_0}$, переписываем последнее выражение так:

$$\varphi = - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\sqrt{n}}{2} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right).$$

Продельвая элементарные алгебраические преобразования и обозначая $\omega - \omega_0 = \Delta\omega$, а также принимая приближённо $\omega + \omega_0 \approx 2\omega$, получаем окончательное выражение для φ

$$\varphi = - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \sqrt{n} \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \sqrt{n} \frac{\Delta f}{\Delta f_0}. \quad (4.37)$$

Из полученной формулы следует, что фазовая характеристика данного четырёхполюсника аналогична характеристике четырёхполюсника, показанного на рис. 4.12, и отличается от неё лишь крутизной [коэффициентом при $\frac{\Delta f}{f_0}$ в ф-ле (4.16)].

Ранее указывалось, что мостиковая Т-образная схема может быть собрана согласно рис. 4.23а или б. Покажем, что для схемы рис. 4.23б остаются справедливыми соотношения, выведенные для включения элементов четырёхполюсника согласно рис. 4.23а.

Для включения согласно рис. 4.23б величины сопротивлений имеют следующие значения:

$$Z_1 = R, \quad Z_2 = \frac{1}{i n \omega C} \quad \text{и} \quad Z_3 = \frac{1}{i \omega C}.$$

Подставляя эти значения в ф-лу (4.29), имеем

$$\begin{aligned} A_{11} &= 1 + \frac{\frac{R}{i \omega C}}{R^2 + \frac{1}{i n \omega C} \left(2R + \frac{1}{i \omega C} \right)} = \\ &= 1 + \frac{-i \frac{R}{\omega C}}{\left(R^2 - \frac{1}{n \omega^2 C^2} \right) - i \frac{2R}{n \omega C}}, \end{aligned}$$

Умножив второе слагаемое правой части на $\frac{n}{n}$, после очевидных сокращений получаем следующее:

$$A_{11} = 1 + \frac{-i \frac{nR}{\omega C}}{\left(nR^2 - \frac{1}{\omega^2 C^2}\right) - i \frac{2R}{\omega C}}.$$

Сопоставляя полученное выражение с аналогичным выражением [ф-ла (4.30)] для четырёхполюсника, показанного на рис. 4.23а, убеждаемся в полной идентичности этих выражений. Таким образом, фазовая характеристика и резонансная кривая четырёхполюсника, показанного на рис. 4.23б, будут идентичны аналогичным кривым четырёхполюсника, имеющего включение элементов согласно рис. 4.23а.

Рассмотренные типы специальных четырёхполюсников (двойная Т-образная схема и два варианта Т-образной мостиковой схемы) могут в равной степени применяться при конструировании генераторов, использующих комбинированную обратную связь.

Сопоставляя двойную Т-образную схему и наиболее употребительную из схем Т-образного мостика (рис. 4.23а), нетрудно заключить, что двойная Т-образная схема в отношении величины затухания при резонансной частоте имеет определённое преимущество по сравнению с Т-образной мостиковой схемой. Как известно, затухание при резонансной частоте в первой схеме равно бесконечности (для случая $K=0,5$), тогда как для второй схемы затухание равно $1 + \frac{n}{2}$.

Уступая в отношении затухания первой схеме, вторая (Т-образная мостиковая) имеет преимущество в отношении простоты регулировки частоты генератора. Действительно, двойная Т-образная схема требует для управления генерируемой частотой одновременного изменения всех трёх ёмкостей, входящих в схему четырёхполюсника, таким образом, чтобы их соотношение оставалось постоянным (K должно быть равно 0,5); это обстоятельство может вызвать известные затруднения, особенно при плавном и достаточно широком изменении частоты. Т-образная мостиковая схема (рис. 4.23а) для управления частотой генератора требует только одновременного изменения ёмкостей C , что легко осуществляется обычным блоком спаренных переменных конденсаторов.

§ 4.4. Одноламповые схемы типа RC

Ранее отмечалось, что для осуществления самовозбуждения в одноламповой схеме необходимо переменное напряжение, появляющееся на нагрузочном сопротивлении в анодной

цепи усилительной лампы, подавать обратно на сетку этой же лампы через четырёхполюсник, который, поворачивая фазу этого напряжения на 180° , обеспечивает в одноламповой схеме выполнение баланса фаз. В качестве таких фазирующих четырёхполюсников можно применять различные комбинации элементов RC и RL .

Наиболее употребительными являются трёх- и четырёхзвенные цепочки, образованные включением конденсаторов и сопротивлений; конденсаторы соединяются последовательно, а сопротивления — параллельно (цепочка 1-го вида), либо эти элементы включаются в обратном порядке (цепочка 2-го вида).

В первую очередь рассмотрим трёхзвенную цепочку 1-го вида (рис. 4.28). Цепочку такого рода можно представить как ступенчатое включение двух четырёхполюсников — Т-образного и П-образного (рис. 4.29).

При анализе четырёхполюсников, работающих в генераторных схемах, как было установлено в предыдущих параграфах, представляет большой практический интерес значение коэффициента A_{11} общей матрицы четырёхполюсника. Поэтому надлежит найти значение коэффициента общей матрицы A_{110} четырёхполюсника, показанного на рис. 4.28. Поскольку коэффициенты матриц Т- и П-образной схем известны (см. приложение), нетрудно найти значение коэффициента A_{110} четырёхполюсника, являющегося ступенчатым соединением указанных четырёхполюсников.

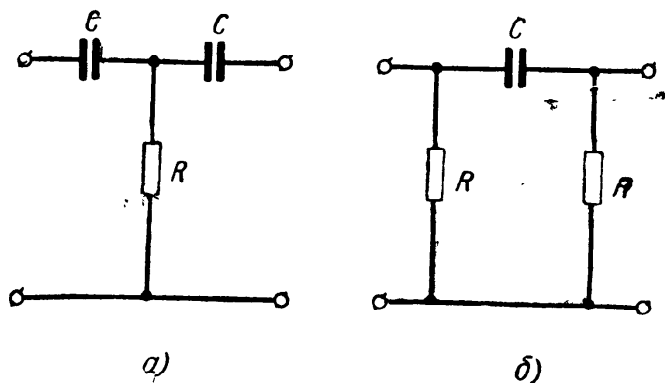


Рис. 4.29

рующего четырёхполюсника может быть представлен следующим выражением:

$$A_{110} = A_{11}B_{11} + A_{12}B_{21}, \quad (4.38)$$

Здесь A_{11} и A_{12} — соответствующие коэффициенты общей матрицы Т-образного четырёхполюсника, а B_{11} и B_{21} — соответствующие коэффициенты общей матрицы П-образного четырёхполюсника.

Представляя схему рис. 4.29 в общем виде (рис. 4.30), выписываем для неё соответствующие значения коэффициентов общих матриц (см. приложение).

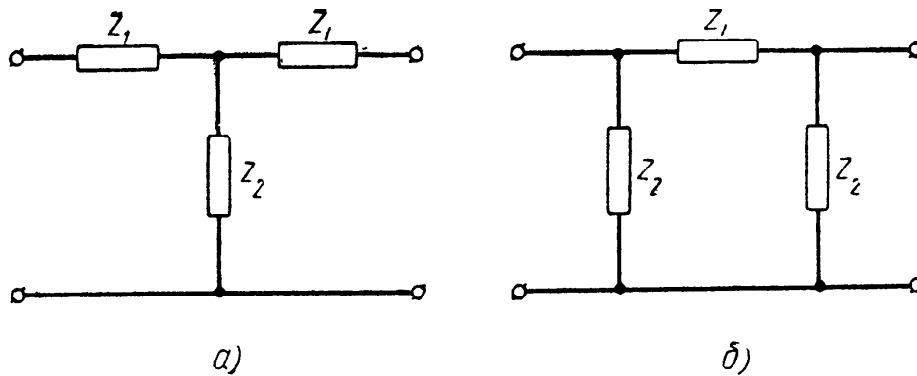


Рис. 4.30

Для T-образной схемы

$$A_{11} = \frac{Z_1 + Z_2}{Z_2}, \quad A_{12} = \frac{Z_1^2 + 2Z_1Z_2}{Z_2}.$$

Для П-образной схемы

$$B_{11} = \frac{Z_1 + Z_2}{Z_2}, \quad B_{21} = \frac{Z_1 + 2Z_2}{Z_2^2}.$$

Располагая значениями коэффициентов, подставляем их в ф-лу (4.38)

$$A_{110} = \frac{Z_1 + Z_2}{Z_2} \frac{Z_1 + Z_2}{Z_2} + \frac{Z_1^2 + 2Z_1Z_2}{Z_2} \frac{Z_1 + 2Z_2}{Z_2^2}$$

или, иначе,

$$\begin{aligned} A_{110} &= \left(1 + \frac{Z_1}{Z_2}\right)^2 + Z_1 \left(\frac{Z_1}{Z_2} + 2\right) \frac{1}{Z_2} \left(\frac{Z_1}{Z_2} + 2\right) = \\ &= \left(1 + \frac{Z_1}{Z_2}\right)^2 + \frac{Z_1}{Z_2} \left(\frac{Z_1}{Z_2} + 2\right)^2. \end{aligned}$$

Обозначив далее отношение $\frac{Z_1}{Z_2}$ буквой K, имеем

$$A_{110} = (1 + K)^2 + K(K + 2)^2.$$

Производя элементарные алгебраические преобразования, приходим к следующему:

$$A_{110} = K^3 + 5K^2 + 6K + 1. \quad (4.3)$$

Величина K , как известно, равна отношению сопротивлений Z_1 и Z_2 . Подставляя сюда значения Z_1 и Z_2 для цепочки 1-го вида, имеем

$$K = \frac{Z_1}{Z_2} = -i \frac{1}{\omega CR} = -iK,$$

где

$$K = \frac{1}{\omega CR}.$$

Подставляя значение K в выражение (4.39) и группируя действительные и мнимые члены, получим

$$A_{110} = 1 - 5K^2 + i(K^3 - 6K). \quad (4.40)$$

Исследуемый четырёхполюсник, как это отмечалось выше, должен поворачивать фазу между его входным U_1 и выходным U_2 напряжениями на 180° . Для выполнения этого условия необходимо, чтобы отношение этих напряжений, определяемое коэффициентом A_{110} общей матрицы, имело бы отрицательный знак.

Обращаясь к ф-ле (4.40), мы видим, что в первую очередь необходимо положить мнимую часть этого выражения равной нулю и тем самым определить соотношение между величинами элементов четырёхполюсника и частотой, при которой мнимая часть выражения (4.40) обращается в нуль. Установив значение частоты, которое обозначим f_0 , проверяем далее, какой знак при этой частоте имеет вещественная часть ф-лы (4.40). Если этот знак будет отрицательным, то данный четырёхполюсник при частоте f_0 обеспечивает поворот фазы на 180° .

Проделаем указанные выше преобразования; из равенства нулю мнимой части выражения (4.40) следует, что

$$K^2 = 6.$$

Подставляя сюда значение K и учитывая, что это равенство имеет место при угловой частоте ω_0 , получаем

$$\frac{1}{\omega_0^2 C^2 R^2} = 6. \quad (4.41)$$

Отсюда значение ω_0 :

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{6} CR}$$

и значение частоты f_0 :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{6} CR}. \quad (4.42)$$

Итак, при частоте f_0 мнимая часть выражения (4.40) обращается в нуль. Определим далее величину и знак вещественной части ф-лы (4.40)

$$A_{110} = 1 - 5K^2.$$

Учитывая, что

$$A_{110} = \frac{U_1}{U_2} \text{ и } K = \frac{1}{\omega_0 CR},$$

имеем

$$\frac{U_1}{U_2} = 1 - \frac{5}{\omega_0^2 C^2 R^2}. \quad (4.43)$$

Но, как это следует из соотношения (4.41),

$$\frac{1}{\omega_0^2 C^2 R^2} = 6$$

и выражение (4.43) принимает вид

$$\frac{U_1}{U_2} = 1 - 5 \cdot 6 = -29. \quad (4.43')$$

Полученный результат показывает, что при частоте f_0 напряжения на входе U_1 и выходе U_2 эквивалентного четырёхполюсника сдвинуты по фазе на 180° [на это указывает знак минус вещественной части выражения (4.40)] и что затухание четырёхполюсника равно 29 (напряжение на выходе четырёхполюсника U_2 равно $1/29$ его входного напряжения U_1).

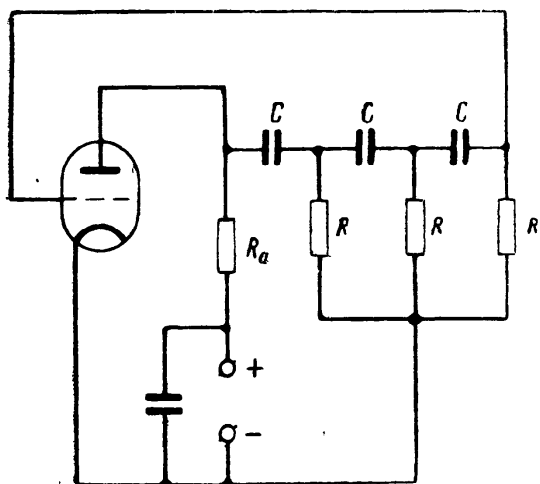


Рис. 4.31

На основании изложенного можно заключить, что четырёхполюсник, состоящий из трёх звеньев типа RC 1-го вида (рис. 4.28), может быть использован в качестве фазирующего элемента в схеме однолампового генератора (рис. 4.31). Такой генератор при условии, что лампа (являющаяся одноступенным

усилителем) обеспечивает усиление не менее 29 (это необходимо для компенсации затухания, вносимого четырёхполюсником), будет генерировать колебания с частотой f_0 , определяемой по ф-ле (4.42); при этой частоте обеспечивается поворот фазы переменного напряжения, подаваемого обратно на сетку лампы, на 180° (выполняется условие баланса фаз).

В качестве фазирующего четырёхполюсника в схеме однолампового генератора можно использовать также трёхзвенный

четырёхполюсник с цепочкой 2-го вида, т. е. с обратным включением элементов R и C (рис. 4.32).

В этом случае:

$$Z_1 = R \text{ и } Z_2 = \frac{1}{i\omega C}.$$

Тогда

$$K = \frac{Z_1}{Z_2} = iR\omega C = iK.$$

Подставляя это значение в ф-лу (4.39), имеем

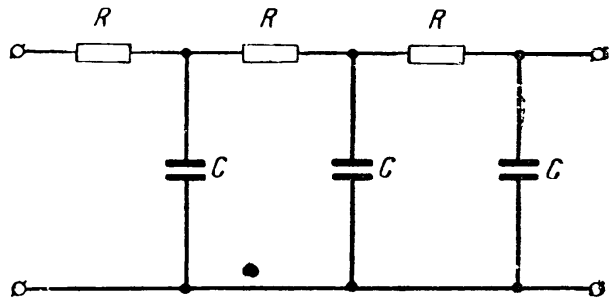


Рис. 4.32

$$A_{110} = 1 - 5K^2 + i(6K - K^3). \quad (4.44)$$

Продельвая с полученным выражением преобразования, аналогичные предыдущим, убеждаемся, что в данном четырёхполюснике поворот фазы на 180° происходит при частоте

$$f'_0 = \frac{\sqrt{6}}{2\pi CR}. \quad (4.45)$$

Затухание четырёхполюсника при этой частоте, как и в предыдущей схеме четырёхполюсника (рис. 4.28), равно 29.

Преобразования с вещественной частью выражения (4.44) также приводят к известной для предыдущего четырёхполюсника формуле

$$\frac{U_1}{U_2} = -29,$$

из которой следует, что данный четырёхполюсник обеспечивает при частоте f'_0 фазовый сдвиг 180° .

Итак, располагая тремя конденсаторами постоянной ёмкости, равной C , и тремя сопротивлениями, равными R ,

можно собрать одноламповый генератор по схеме либо рис. 4.31, либо рис. 4.33. В обоих случаях, если лампа обеспечивает усиление не менее 29 (необходимое для компенсации затухания в четырёхполюснике), в схеме будет происходить генерирование колебаний. Однако при включении элементов фазы-

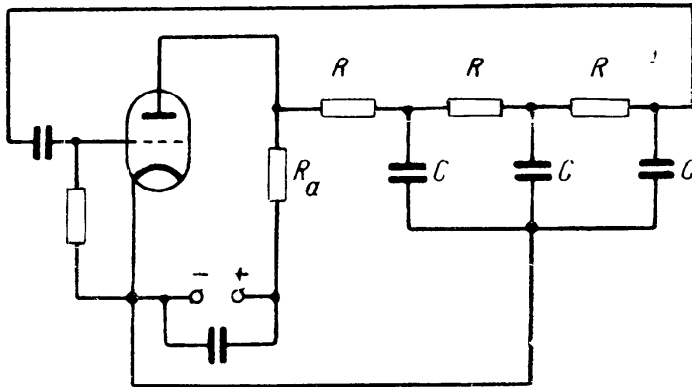


Рис. 4.33

рующего четырёхполюсника согласно рис. 4.28 (цепочка 1-го вида) генерируемая в схеме частота будет равна

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{6}CR},$$

а при включении элементов четырёхполюсника согласно рис. 4.32 (цепочка 2-го вида) при тех же величинах элементов R и C четырёхполюсника генерируемая частота будет в 6 раз выше. К этому заключению легко прийти, сопоставляя ф-лы (4.42) и (4.45).

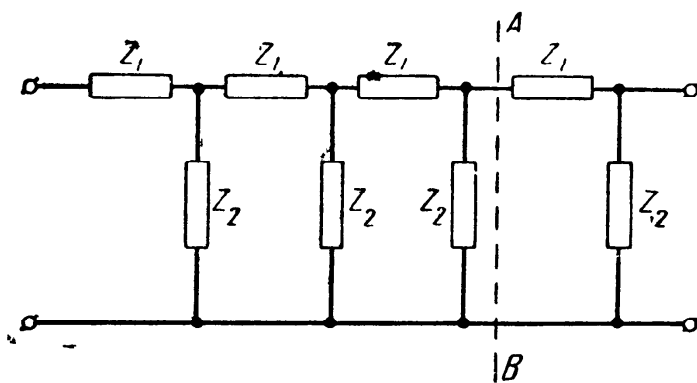


Рис. 4.34

Перейдём далее к четырёхзвенному четырёхполюснику типа RC . Этот четырёхполюсник также может быть составлен либо из цепочек 1-го, либо 2-го вида. Обращаясь к эквивалентной схеме четырёхзвенного четырёхполюсника (рис. 4.34), мы видим, что он может быть представлен как ступенчатое соединение трёх четырёхполюсников: Т-образного, П-образного и Г-образного. Эту схему, в свою очередь, можно рассматривать как ступенчатое соединение некоторого эквивалентного четырёхполюсника (эквивалентного ступенчатому включению Т- и П-образного четырёхполюсников — левее линии AB — рис. 4.34) с Г-образным четырёхполюсником (правее линии AB — рис. 4.34).

Снабдив коэффициенты общей матрицы эквивалентного четырёхполюсника дополнительным индексом (нулём)

$$A_{110}, A_{120}, A_{210}, A_{220}$$

и обозначая коэффициенты общей матрицы Г-образного четырёхполюсника буквой N

$$N_{11}, N_{12}, N_{21}, N_{22},$$

пишем следующее выражение (О. Р., стр. 367) для коэффициента A_{11p} результирующего четырёхполюсника (ступенчатого включения трёх четырёхполюсников типа Т, П и Г):

$$A_{11p} = A_{110}N_{11} + A_{120}N_{21}. \quad (4.46)$$

Коэффициент A_{110} был определён при анализе трёхзвенного четырёхполюсника [см. ф-лу (4.39)]; коэффициенты N_{11} и N_{21}

для Г-образного четырёхполюсника согласно таблицам (см. приложение) равны:

$$N_{11} = \frac{Z_1 + Z_2}{Z_2} = 1 + K, \quad N_{21} = \frac{1}{Z_2}.$$

Таким образом, для определения коэффициента A_{11p} общей матрицы четырёхзвенного четырёхполюсника необходимо найти коэффициент A_{120} трёхзвенного четырёхполюсника (части схемы, лежащей левее линии AB — рис. 4.34). Этот коэффициент связан с коэффициентами общей матрицы Т-образной схемы A_{11} и A_{12} и коэффициентами общей матрицы П-образной схемы B_{12} и B_{22} (О. Р., стр. 367) соотношением

$$A_{120} = A_{11}B_{12} + A_{12}B_{22}. \quad (4.47)$$

Согласно таблицам (см. приложение):

$$A_{11} = \frac{Z_1 + Z_2}{Z_2}, \quad A_{12} = \frac{Z_1^2 + 2Z_1Z_2}{Z_2},$$

$$B_{12} = Z_1, \quad B_{22} = \frac{Z_1 + Z_2}{Z_2}.$$

Подставляя эти значения в ф-лу (4.47), имеем

$$A_{120} = (1 + K) \left(Z_1 + \frac{Z_1^2 + 2Z_1Z_2}{Z_2} \right).$$

Располагая значениями коэффициентов правой части ф-лы (4.46), находим коэффициент A_{11p} четырёхзвенного четырёхполюсника рис. 4.34

$$A_{11p} = (K^3 + 5K^2 + 6K + 1)(1 + K) +$$

$$+ (1 + K) \left(Z_1 + \frac{Z_1^2 + 2Z_1Z_2}{Z_2} \right) \frac{1}{Z_2}. \quad (4.48)$$

Второй сомножитель второго слагаемого правой части может быть представлен следующим образом:

$$\left(Z_1 + \frac{Z_1^2 + 2Z_1Z_2}{Z_2} \right) \frac{1}{Z_2} = K^2 + 3K.$$

Подставляя это значение в ф-лу (4.48), имеем

$$A_{11p} = (1 + K)(K^3 + 6K^2 + 9K + 1).$$

Проделявая очевидные алгебраические преобразования, приходим к окончательному выражению для A_{11p}

$$A_{11p} = K^4 + 7K^3 + 15K^2 + 10K + 1. \quad (4.49)$$

Проанализируем полученную формулу для конкретных схем четырёхзвенных четырёхполюсников. Для четырёхполюсника, показанного на рис. 4.35 (цепочка 1-го вида)

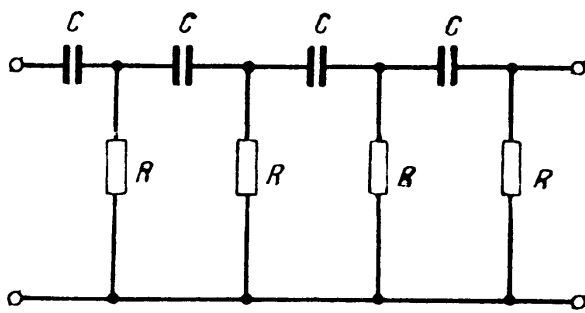


Рис. 4.35

$$Z_1 = \frac{1}{i\omega C} \text{ и } Z_2 = R.$$

Таким образом,

$$K = -i \frac{1}{\omega CR} = -iK.$$

Подставляя это значение K в выражение (4.49) и разделяя вещественную и мнимую части, имеем

$$A_{11p} = (1 + K^4 - 15K^2) + i(7K^3 - 10K). \quad (4.50)$$

Произведя дальнейший анализ в соответствии с проделанным в отношении трёхзвенного четырёхполюсника, находим значение частоты f_0 , при которой мнимая часть выражения (4.50) обращается в нуль.

Приравнивая мнимую часть ф-лы (4.50) нулю и подставляя значение K , получаем

$$\frac{7}{\omega_0^2 C^2 R^2} = 10. \quad (4.51)$$

Отсюда частота f_0 определяется следующей формулой:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{\frac{10}{7} CR}}. \quad (4.52)$$

Обратимся далее к вещественной части выражения (4.50). При $\omega = \omega_0$, как это следует из соотношения (4.51),

$$K = \frac{1}{\omega_0 CR} = \sqrt{\frac{10}{7}}.$$

Тогда, очевидно,

$$A_{11p} = \frac{U_1}{U_2} = 1 + K^4 - 15K^2 = 1 + \frac{100}{49} - 15 \left(\frac{10}{7}\right) = -18,4.$$

Знак минус, как отмечалось ранее, указывает на то, что входное U_1 и выходное U_2 напряжения сдвинуты по фазе на 180° .

Итак, при использовании в одноламповом генераторе в качестве фазировочного четырёхполюсника четырёхзвенной цепоч-

ки 1-го вида (рис. 4.35) в схеме будет генерироваться частота f_0 [см. ф-лу (4.52)] при условии, конечно, что усиление, даваемое лампой, будет не менее 18,4.

Элементы четырёхзвенной цепочки могут быть включены также согласно рис. 4.36 (цепочка 2-го вида). В этом случае, очевидно, выражение для K можно представить следующей формулой:

$$K = \frac{Z_1}{Z_2} = i\omega CR = iK.$$

Подставляя это значение K в ф-лу (4.49) и проделывая преобразования и рассуждения аналогично проведённым в отношении цепочки 1-го вида (рис. 4.35), приходим к следующему:

а) резонансная частота [частота, при которой напряжения на входе U_1 и выходе U_2 цепочки сдвинуты по фазе на 180°]

$$f_0 = \frac{\sqrt{\frac{10}{7}}}{2\pi CR}; \quad (4.53)$$

б) затухание, вносимое цепочкой (отношение напряжений U_1 и U_2),

$$\frac{U_1}{U_2} = -18,4.$$

Сопоставление формул для двух видов четырёхзвенных цепочек типа RC показывает, что в обоих случаях затухание, вносимое цепочками, одинаково и равно 18,4 (отношение напряжений). Далее в обоих случаях напряжения U_1 и U_2 сдвинуты по фазе на 180° ; однако этот фазовый сдвиг имеет место для

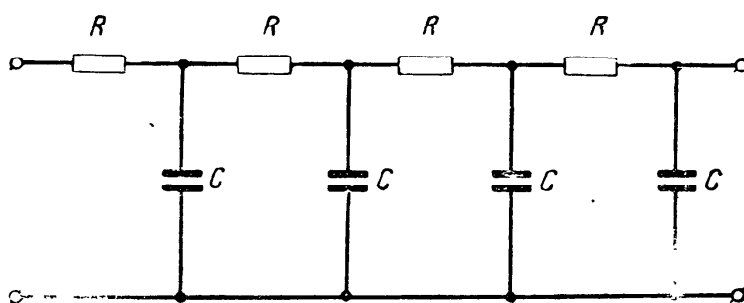


Рис. 4.36

цепочки 1-го вида (рис. 4.34) при частоте f_0 [см. ф-лу (4.52)], а для цепочки 2-го вида (рис. 4.36) — при частоте f_0 [см. ф-лу (4.53)]. Таким образом, четырёхзвенные цепочки обоих видов могут быть использованы в качестве фазирующих четырёхполюсников в схемах однолампового генератора типа RC .

Следует отметить, что при известных условиях (сильное шунтирующее действие фазирующего четырёхполюсника на нагрузочное сопротивление в анодной цепи усилителя, а также применение сильной отрицательной обратной связи для улучшения формы кривой генерируемых колебаний) одноламповые

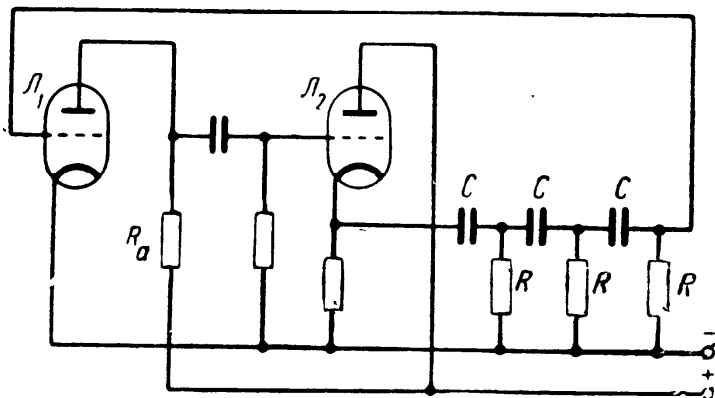


Рис. 4.37

схемы с фазирующими четырёхполюсниками типа RC генерируют неустойчиво, либо вовсе не генерируют. В таких случаях следует дополнять одноламповую схему второй, так называемой согласующей лампой (рис. 4.37).

Согласующая лампа представляет собой усилитель с ка-

тодной связью (повторитель). Усилитель подобного типа, как известно, не даёт усиления (его коэффициент усиления меньше единицы), но зато позволяет нагружать его цепями с весьма малым входным сопротивлением. Далее, благодаря включению нагрузочного сопротивления в цепь катода, ступень усилителя с катодной связью не вносит дополнительного фазового сдвига в цепь самовозбуждения одноламповой схемы. Включение лампы L_2 (рис. 4.37), не нарушая условий работы однолампового генератора (не внося дополнительных фазовых сдвигов), позволяет получить от лампы L_1 существенно большее усиление, нежели при приключении фазирующего четырёхполюсника непосредственно к нагрузочному анодному сопротивлению R_a .

Известных результатов в этом направлении можно добиться и без применения согласующей лампы путём воздействия на элементы фазирующего четырёхполюсника: именно путём применения так называемой прогрессивной цепочки.

Элементы каждого последующего звена такой цепочки состоят из сопротивлений в a раз больших, чем сопротивления элементов предшествующего звена (рис. 4.38). Практически это означает, что в каждом последующем звене вклю-

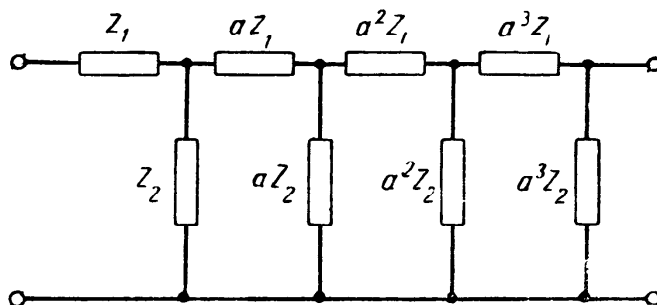


Рис. 4.38

чается активное сопротивление в a раз бóльшее, а ёмкость в a раз меньшая, чем в предшествующем звене.

Таким образом, элементы первого звена будут равны Z_1 и Z_2 , элементы второго звена aZ_1 и aZ_2 , третьего звена a^2Z_1 и a^2Z_2 и, наконец, четвертого звена a^3Z_1 и a^3Z_2 .

Продельвая для трёхзвенной и четырёхзвенной прогрессивных цепочек преобразования, аналогичные выполненным в отношении обычных трёхзвенных и четырёхзвенных цепочек, получим после довольно громоздких, но очевидных алгебраических преобразований следующие результаты.

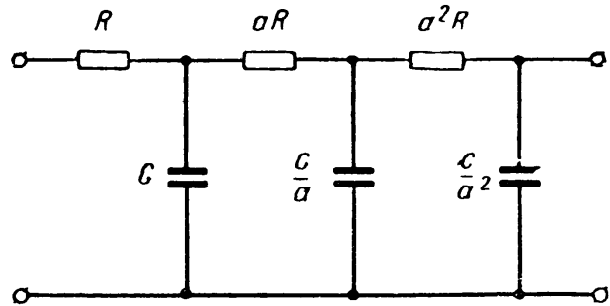


Рис. 4.39

Для трёхзвенной прогрессивной цепочки 2-го вида, в которой конденсаторы включены параллельно, а активные сопротивления последовательно (рис. 4.39), резонансная частота равна

$$f'_0 = \frac{1}{2\pi CR} \sqrt{3 + \frac{2}{a} + \frac{1}{a^2}}, \quad (4.54)$$

а затухание, вносимое цепочкой,

$$\frac{U_1}{U_2} = - \left(8 + \frac{12}{a} + \frac{7}{a^2} + \frac{2}{a^3} \right). \quad (4.55)$$

При замене местами конденсаторов и сопротивлений, т. е. при переходе к цепочке 1-го вида (рис. 4.40), резонансная частота становится равной

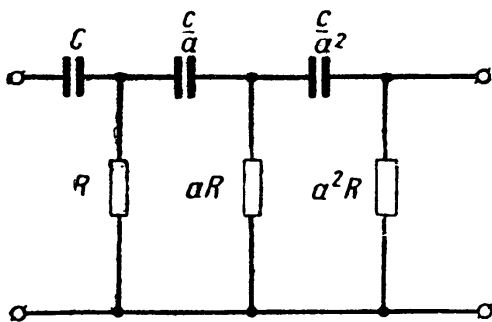


Рис. 4.40

$$f_0 = \frac{1}{2\pi CR \sqrt{3 + \frac{2}{a} + \frac{1}{a^2}}},$$

а затухание цепочки остаётся равным той же величине, что и для цепочки предыдущего вида

$$\frac{U_1}{U_2} = - \left(8 + \frac{12}{a} + \frac{7}{a^2} + \frac{2}{a^3} \right).$$

Легко видеть, что написанные выше формулы при $a=1$, т. е. при переходе от прогрессивных цепочек к обычным, принимают известный вид [см. ф-лы (4.42) и (4.45)], а именно:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{6} CR}, \quad f'_0 = \frac{\sqrt{6}}{2\pi CR} \quad \text{и} \quad \frac{U_1}{U_2} = -29.$$

Для четырёхзвенной прогрессивной цепочки при включении конденсаторов параллельно, а активных сопротивлений последовательно (цепочка 2-го вида) резонансная частота

$$f_0' = \frac{b}{2\pi CR}, \quad (4.56)$$

где величина b соответственно равна

$$b = \sqrt{\frac{4 + \frac{3}{a} + \frac{2}{a^2} + \frac{1}{a^3}}{4 + \frac{3}{a}}}. \quad (4.57)$$

Затухание, вносимое цепочкой данного типа, равно

$$\frac{U_1}{U_2} = 1 + b^4 - b^2 \left(6 + \frac{6}{a} + \frac{3}{a^2} \right). \quad (4.58)$$

При перемене местами элементов R и C в каждом звене (при переходе к четырёхзвенной прогрессивной цепочке 1-го вида) резонансная частота равна

$$f_0 = \frac{1}{2\pi CRb},$$

а затухание

$$\frac{U_1}{U_2} = 1 + b^4 - b^2 \left(6 + \frac{6}{a} + \frac{3}{a^2} \right).$$

Так же, как и в предыдущем случае, нетрудно убедиться, что написанные выше формулы при $a=1$ обращаются в формулы для обычных четырёхзвенных цепочек:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{\frac{10}{7}} CR}, \quad f_0' = \frac{\sqrt{\frac{10}{7}}}{2\pi CR} \quad \text{и} \quad \frac{U_1}{U_2} = -18,4.$$

На рис. 4.41 приведены вычисленные по ф-лам (4.55) и (4.58) зависимости затухания трёх- и четырёхзвенных прогрессивных цепочек в функции величины a и на рис. 4.42 (также в функции a) зависимости частотных коэффициентов, которые соответственно равны: для трёхзвенной прогрессивной цепочки [см. ф-лу (4.54)]

$$b = \sqrt{3 + \frac{2}{a} + \frac{1}{a^2}}$$

и для четырёхзвенной прогрессивной цепочки [см. ф-лы (4.56) и (4.57)]

$$b = \sqrt{\frac{4 + \frac{3}{a} + \frac{2}{a^2} + \frac{1}{a^3}}{4 + \frac{3}{a}}}.$$

Из этих рисунков и в первую очередь из рис. 4.41 следует, что в целях уменьшения затухания, вносимого прогрессивными цепочками, не следует выбирать величину a больше 4—5.

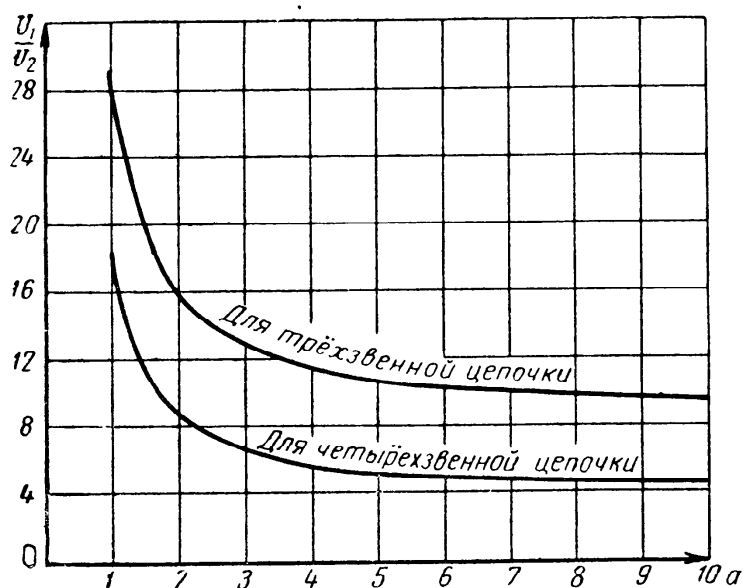


Рис. 4.41

При рассмотрении фазирующих четырёхполюсников в схеме однолампового генератора анализировались только цепочки, состоящие из сопротивлений и конденсаторов. Это объясняется

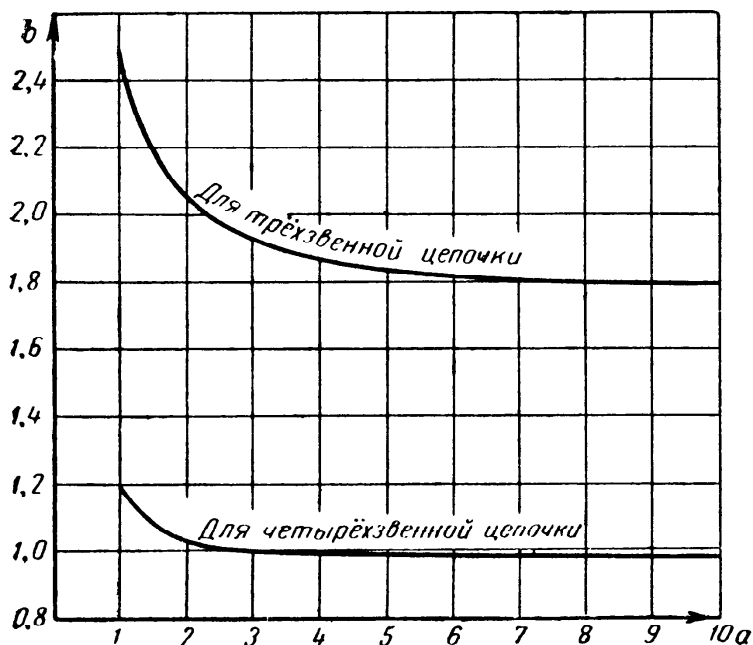


Рис. 4.42

тем, что такого рода цепочки представляют значительные удобства при практическом конструировании одноламповых генераторов типа CR . Совершенно очевидно, что реактивные сопро-

тивления в рассмотренных выше фазирующих четырёхполюсниках могут быть образованы не только конденсаторами, но также и катушками индуктивности. Цепочки вида LR можно проанализировать теми же методами, которыми производился анализ цепочек CR . Вследствие этого ограничимся одним примером, иллюстрирующим метод анализа фазирующих четырёхполюсников типа LR .

Положим, что в трёхзвенном фазирующем четырёхполюснике типа CR (рис. 4.28) конденсаторы C заменены катушками индуктивности L . В этом случае, очевидно, сопротивления Z_1 и Z_2 эквивалентной схемы (рис. 4.30) будут равны:

$$Z_1 = i \omega L, \quad Z_2 = R.$$

Отсюда величина

$$K = \frac{Z_1}{Z_2} = i \frac{\omega L}{R} = i K. \quad (4.59)$$

Подставляя это значение в ф-лу (4.39) и разделяя вещественную и мнимую части, получаем

$$A_{110} = 1 - 5K^2 + i(6K - K^3). \quad (4.60)$$

Из равенства нулю мнимой части полученного выражения определяем значение резонансной частоты f_0 . Действительно, из условия

$$6K - K^3 = 0$$

следует, что $K = \sqrt{6}$, т. е. величина K [см. ф-лу (4.59)] при резонансной угловой частоте ω_0 равна $\sqrt{6}$; таким образом,

$$\frac{\omega_0 L}{R} = \sqrt{6}.$$

Отсюда резонансная частота

$$f_0 = \frac{\sqrt{6}R}{2\pi L}. \quad [(4.61)]$$

Что касается затухания, вносимого данным фазирующим четырёхполюсником при частоте f_0 (при $K = \sqrt{6}$), то оно, как следует из ф-лы (4.60), равно известной ранее величине

$$\frac{U_1}{U_2} = 1 - 5 \cdot 6 = -29.$$

Проделанные преобразования относятся к цепочке LR 1-го вида, т. е. к включению реактивных сопротивлений в качестве сопротивлений Z_1 четырёхполюсника (рис. 4.30), а активных сопротивлений — в качестве сопротивлений Z_2 . При перемене ме-

стами этих сопротивлений, т. е. при переходе к цепочке LR 2-го вида, получаются следующие выражения для резонансной частоты f'_0 и затухания:

$$f'_0 = \frac{R}{2\pi\sqrt{6}L}, \quad \frac{U_1}{U_2} = -29.$$

Приведённый иллюстративный пример показал пути получения искомых величин для фазирующих четырёхполюсников типа LR по основным соотношениям, полученным для четырёхполюсников типа RC . Вследствие полной очевидности необходимых преобразований в отношении четырёхполюсников типа LR эти преобразования в отношении четырёхзвенных, а тем более прогрессивных схем не приводятся. Необходимо отметить, что в практических схемах одноламповых генераторов исключительное применение имеют фазирующие четырёхполюсники типа RC . Причиной этому является значительная простота изготовления переменных конденсаторов по сравнению с переменными индуктивностями, а также возможность использования стандартных деталей в четырёхполюсниках типа RC (блоков переменных конденсаторов).

Остановимся на вопросе о числе звеньев в фазирующих четырёхполюсниках одноламповых генераторов типа RC . Всё предшествующее изложение касалось рассмотрения только трёх- и четырёхзвенных схем; это не случайно и имеет определённые основания.

В самом деле, цепочка RC (рис. 2.2), являющаяся одним звеном 2-го вида фазирующего четырёхполюсника типа RC , может обеспечить фазовый сдвиг между её входным и выходным напряжениями, близким к 90° , только при условии весьма сильно выраженного неравенства между активным R и реактивным x_C сопротивлениями цепочки ($R_C \gg x_C$).

Отсюда следует, что минимальное число звеньев в фазирующем четырёхполюснике типа RC должно быть равно трём. Что же касается максимального количества звеньев четырёхполюсника, то такое может быть достаточно большим (см. например, § 4.6, посвящённый одноламповым генераторам, использующим искусственную линию в качестве фазирующего четырёхполюсника). Однако при практическом конструировании однолампового генератора плавного диапазона выбирают (по соображениям простоты конструкции) число звеньев фазирующего четырёхполюсника равным трём или, в крайнем случае, четырём. Применение более четырёх звеньев фазирующего четырёхполюсника может потребоваться только в случае необходимости получить в генераторе определённое число дискретных частот (см. § 4.6 этой главы). Заметим попутно, что анализ многозвенного фазирующего четырёхполюсника на базе уравнений длинных линий значительно проще и нагляднее,

нежели применённый при анализе трёх- и четырёхзвенных четырёхполюсников метод рассмотрения сложного четырёхполюсника, как ступенчатого включения соответствующего числа элементарных четырёхполюсников.

Заканчивая этим данный параграф, выясним возможность использования двойной Т-образной схемы четырёхполюсника в одноламповом генераторе.

В § 4.3 был произведён анализ работы двойной Т-образной схемы и было найдено, что при значении K , равном 0,5, этот четырёхполюсник обладает затуханием, равным бесконечности, и может быть применён в качестве специального четырёхполюсника в тракте отрицательной обратной связи двухлампового генератора, использующего комбинированное действие положительной и отрицательной обратной связи (рис. 4.21). Как будет показано ниже, этим свойством (работой двойной Т-образной схемы в качестве фильтра-пробки) не ограничиваются возможности, которыми обладает данная схема.

Обращаясь вновь к ф-ле (4.28), мы видим, что при $K < 0,5$ затухание четырёхполюсника имеет конечное значение, а фаза входного и выходного напряжений сдвинута на 180° (на это указывает отрицательный знак коэффициента A_{110} при $K < 0,5$). Таким образом, двойную Т-образную схему при $K < 0,5$ можно использовать в качестве фазировочного четырёхполюсника в обычной одноламповой схеме типа RC : так, например, в схеме рис. 4.31 вместо цепочки RC может быть включён двойной Т-образный четырёхполюсник. Схема генератора, отвечающая такому включению, показана на рис. 4.43.

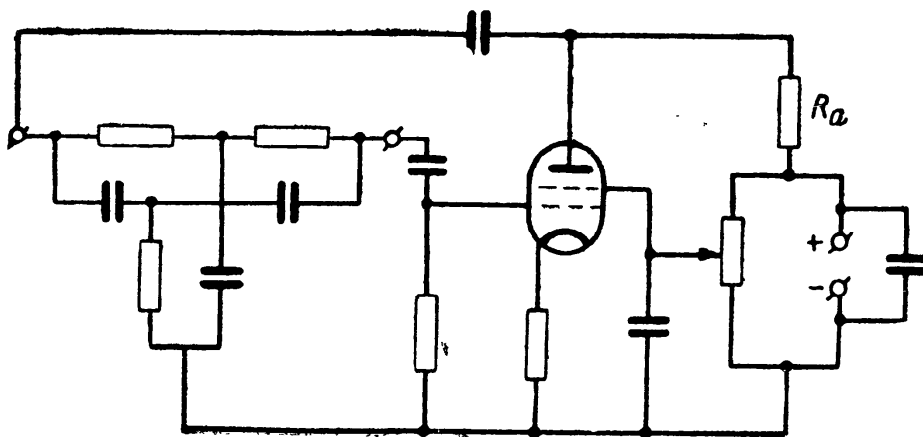


Рис. 4.43

Выше отмечалось, что при $K < 0,5$ двойная Т-образная схема обеспечивает при частоте $f_0 = \frac{1}{2\pi CR}$ фазовый сдвиг в 180° и даёт конечное значение затухания. Построенная по ф-ле (4.28) кривая показывает, что затухание четырёхполюсника, являясь функцией величины K , проходит через некоторое минимальное значение (рис. 4.44).

Располагая аналитическим выражением функции [ф-ла (4.28)], нетрудно, пользуясь известными приёмами, найти её минимальное значение. Приравнявая нулю первую производную выражения (4.28), приходим к следующему квадратному уравнению:

$$K^2 + K - 0,25 = 0.$$

Решая это уравнение

$$K = -0,5 \pm \sqrt{0,5^2 + 0,25}$$

и учитывая, что K является величиной существенно положительной, находим значение K , обеспечивающее минимальное затухание данного четырёх-полюсника,

$$K = 0,207.$$

При этом значении K , как следует из ф-лы (4.28), затухание двойной Т-образной схемы равно

$$\frac{U_1}{U_2} = - \frac{1 + 0,207 + 2 \cdot 0,207^2}{0,207 - 2 \cdot 0,207^2} \approx -11.$$

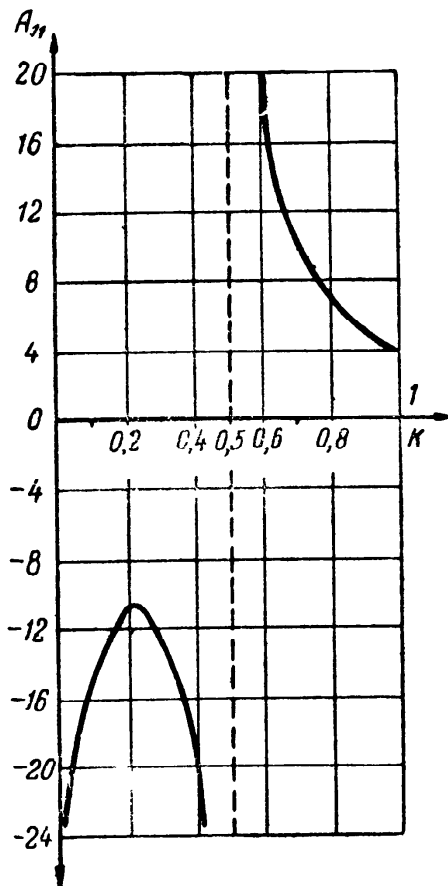


Рис. 4.44

Практическая схема однолампового генератора, использующего в качестве фазирующего четырёхполюсника двойную Т-образную схему, показана на рис. 4.43. Путём изменения усиления, получаемого от одноступенного усилителя схемы (изменением напряжения на экранирующей сетке лампы), а также величины отрицательной обратной связи (изменением катодного сопротивления) легко получить в данной схеме устойчивые колебания синусоидальной формы (с малым коэффициентом нелинейности).

Получение фазового сдвига в 180° при помощи двойной Т-образной схемы можно пояснить, представив эту схему в виде сложного фазовращателя. В самом деле, схема рис. 4.19 может быть вычерчена так, как это показано на рис. 4.45. Из этого рисунка следует, что переменное напряжение, подводимое к клеммам 1, 2, является напряжением, приложенным к одной диагонали фазовращателя, составленного из сопротивлений R и KR и конденсаторов C и $\frac{C}{K}$. При частоте $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$ напряжение на выходе этого фазовращателя (напряжение в диагонали ab)

будет сдвинуто по отношению к входному напряжению (напряжению на зажимах 1, 2) на 90° .

Напряжение на зажимах ab является, как это следует из рис. 4.45, напряжением, приложенным к одной диагонали второго фазовращателя, образованного конденсатором C и сопротивлением R , включённым между точками ab , и конден-

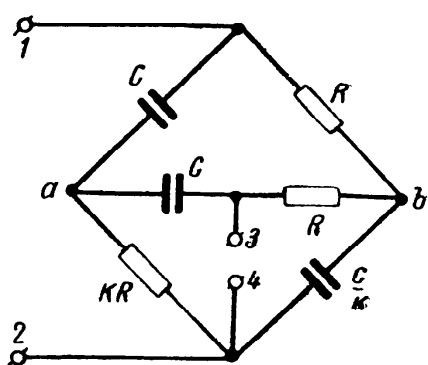


Рис. 4.45

сатором $\frac{C}{K}$ и сопротивлением KR первого фазовращателя. Этот второй фазовращатель при частоте $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$ поворачивает фазу приложенного к его входу напряжения (напряжения на зажимах ab) также на 90° . Таким образом, напряжения на зажимах ab и 3, 4 второго фазовращателя сдвинуты на 90° , а напряжения на входе (зажимах 1, 2) и

выходе (зажимах 3, 4) сложного фазовращателя сдвинуты на 180° .

Представление двойной Т-образной схемы в виде сложного фазовращателя, позволяющего получить фазовый сдвиг в 180° между его входным и выходным напряжениями и тем обеспечить выполнение условия баланса фаз, весьма наглядно поясняет принцип работы однолампового генератора, использующего данную схему фазизирующего четырёхполюсника.

Поскольку основной задачей фазизирующего четырёхполюсника является получение дополнительного фазового сдвига в 180° , представляется возможным применить в качестве фазизирующих четырёхполюсников в одноламповом генераторе фазовращатели, описанные в § 2.2. Однако практическое использование этих возможностей встречает затруднения. Действительно, как это следует из рис. 2.6 и 2.13, входные и выходные зажимы данных фазовращателей не должны иметь гальванической связи (прямого соединения). Что же касается фазизирующих четырёхполюсников в схемах одноламповых генераторов, то один входной и один выходной зажимы четырёхполюсника (например, зажимы 2 и 4 в двойной Т-образной схеме — рис. 4.45) должны обязательно иметь непосредственное соединение. Все цепочки типа RC , успешно применяемые в одноламповых генераторах, как известно, по самой своей структуре имеют один общий входной и выходной зажим.

Таким образом, использование фазовращателей рис. 2.6 и 2.13 в схеме однолампового генератора потребует включения фазизирующего четырёхполюсника через трансформаторы или другие развязывающие устройства. Это приводит к существенному усложнению схемы генератора, и поэтому такие схемы не нашли практического применения.

§ 4.5. Одноламповые схемы типа LC

В § 4.3 была рассмотрена схема (рис. 4.15), в которой переменное напряжение на контуре, включённом в анодную цепь первой (левой) лампы, поступает обратно на её сетку через вторую (правую) лампу. Эта вторая лампа, создавая дополнительный фазовый сдвиг на 180° , обеспечивает в схеме выполнение условия баланса фаз.

Получение фазового сдвига между напряжением на контуре и поступающим обратно на сетку переменным напряжением можно осуществить не только путём включения дополнительной второй лампы (как это сделано в схеме рис. 4.15), но и путём получения переменного сеточного напряжения в трансформаторе, образованном индуктивностью контура L_1 и специальной катушкой обратной связи L_2 (рис. 4.46). Нетрудно убедиться в том, что переменное напряжение на зажимах катушки L_2 будет (при известных условиях) сдвинуто по фазе по отношению к переменному напряжению на зажимах контура на 180° .

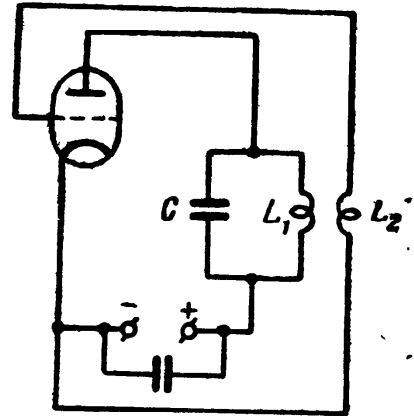


Рис. 4.46

В самом деле, под действием переменного напряжения на зажимах контура U_κ через катушку L_1 проходит ток

$$I_\kappa = \frac{U_\kappa}{R_1 + i\omega L_1}.$$

Так как обычно реактивное сопротивление катушки ωL_1 существенно превышает её активное сопротивление R_1 , то с достаточной точностью можно считать, что

$$I_\kappa = \frac{U_\kappa}{i\omega L_1}. \quad (4.62)$$

Переменное напряжение U_g , индуцируемое в катушке обратной связи L_2 (переменное напряжение, поступающее обратно на сетку лампы), очевидно равно

$$U_g = \pm i\omega M I_\kappa, \quad (4.63)$$

где M — взаимдуктивность между катушками L_1 и L_2 .

Знак, на котором следует остановиться в правой части ф-лы (4.63), определяется направлением витков намотки катушек L_1 и L_2 , а также способом соединения их концов.

Подставляя в ф-лу (4.63) значение I_k из ф-лы (4.62), имеем

$$U_g = \pm \frac{M}{L_1} U_k.$$

Таким образом, в зависимости от знака взаимоиндуктивности M , переменные напряжения U_g и U_k будут либо в фазе

$$\frac{U_g}{U_k} = \frac{M}{L_1},$$

либо в противофазе

$$\frac{U_g}{U_k} = -\frac{M}{L_1} = \frac{M}{L_1} e^{i180^\circ}.$$

Последнее включение создаёт дополнительный фазовый сдвиг в 180° , который совместно с фазовым сдвигом, даваемым лампой генератора, обеспечивает необходимое условие для генерирования — условие баланса фаз.

Схема рис. 4.46 носит название однолампового генератора с колебательным контуром в цепи анода. Совершенно очевидно, что при включении колебательного контура L_1C в цепь сетки, а катушки L_2 — в цепь анода генераторной лампы возможно (при определённом знаке взаимоиндуктивности M между катушками L_1 и L_2) получить необходимый для баланса фаз дополнительный фазовый сдвиг в 180° . Такого вида схема называется одноламповым генератором с колебательным контуром в цепи сетки (рис. 4.47).

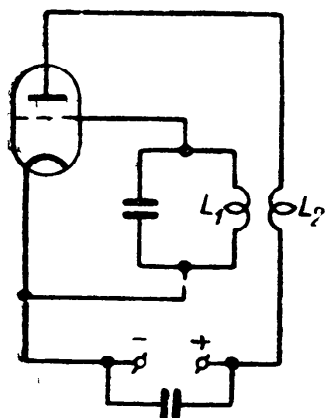


Рис. 4.47

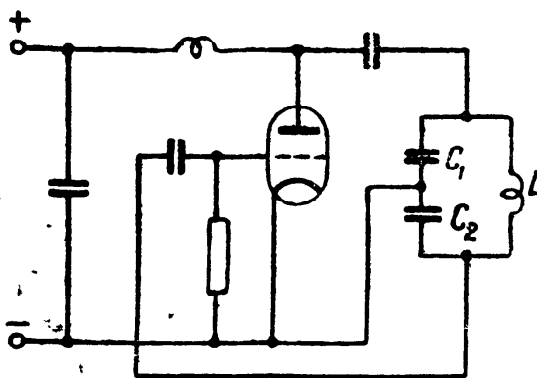


Рис. 4.48

Перейдём к одноламповым потенциометрическим генераторам типа LC . Генераторы подобного типа имеют колебательный контур, одно из плеч которого представляет собой либо ёмкостный (рис. 4.48), либо индуктивный (рис. 4.49) потенциометры.

Вычертив отдельно колебательную систему генератора с ёмкостным потенциометром (рис. 4.50), убеждаемся, что вклю-

чение согласно схеме рис. 4.48 обеспечивает необходимый для баланса фаз фазовый сдвиг между U_{κ} и U_g на 180° .

В самом деле, ток I_{κ} в правой ветви контура рис. 4.50 связан с напряжением на зажимах контура U_{κ} (в пренебрежении активным сопротивлением в данной ветви) соотношением

$$I_{\kappa} = \frac{U_{\kappa}}{\left(\omega L - \frac{1}{\omega C_2}\right)}. \quad (4.64)$$

Переменное сеточное напряжение U_g снимается с конденсатора C_2 ёмкостного потенциометра (рис. 4.48 и 4.50) и, очевидно, равно

$$U_g = I_{\kappa} \frac{1}{i \omega C_2}.$$

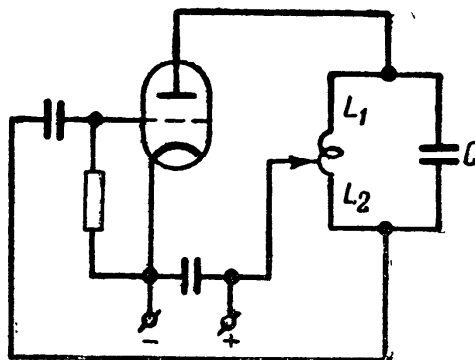


Рис. 4.49

Подставляя сюда значение I_{κ} из ф-лы (4.64) и производя очевидные алгебраические преобразования, имеем

$$U_g = - \frac{U_{\kappa}}{\omega^2 LC_2 - 1}. \quad (4.65)$$

Принимая приближённо резонансную частоту контура рис. 4.50 равной

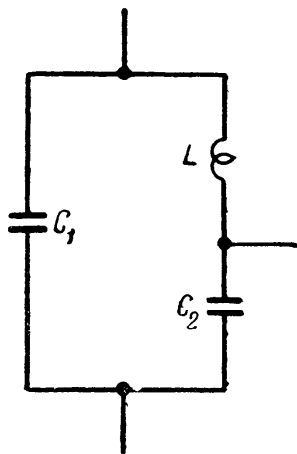


Рис. 4.50

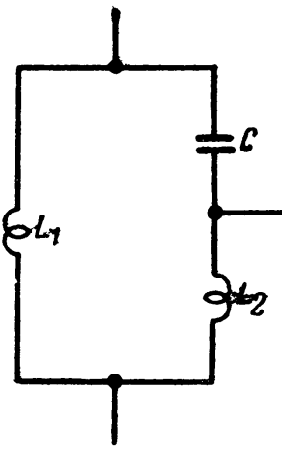


Рис. 4.51

$$\omega_0 \approx \sqrt{\frac{C_1 + C_2}{LC_1 C_2}}$$

и подставляя вместо ω это значение в ф-лу (4.65), получаем

$$U_g = - U_{\kappa} \frac{C_1}{C_2}$$

или, иначе,

$$\frac{U_g}{U_{\kappa}} = \frac{C_1}{C_2} e^{i 180^\circ}.$$

Продельвая аналогичные рассуждения в отношении схемы с индуктивным потенциометром (рис. 4.49), легко получить аналогичное соотношение U_g и U_{κ} для схемы рис. 4.51

$$\frac{U_g}{U_{\kappa}} = \frac{L_2}{L_1} e^{i 180^\circ}.$$

Таким образом, потенциметрические схемы обеспечивают получение дополнительного фазового сдвига 180° (к фазо-

вому сдвигу, создаваемому генераторной лампой) и тем самым выполнение условия баланса фаз.

Интересно отметить, что условие баланса фаз в потенциометрических схемах можно весьма наглядно пояснить, применяя к этим схемам известные положения из теории фильтров.

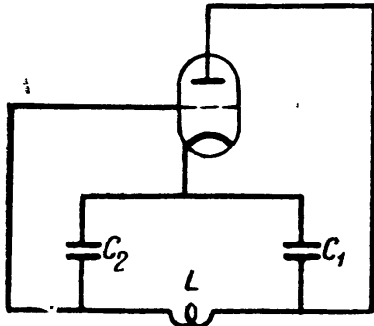


Рис. 4.52

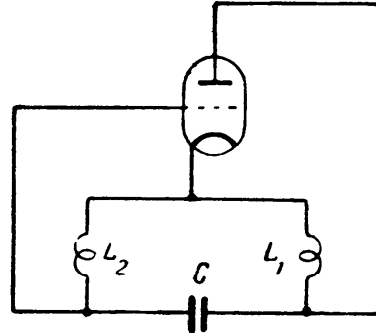


Рис. 4.53

Действительно, колебательные контуры потенциометрических схем, через которые осуществляется обратная подача переменного напряжения на сетку генераторной лампы, можно рассматривать соответственно как фильтр нижних частот для ёмкостной потенциометрической схемы и как фильтр верхних частот для индуктивной потенциометрической схемы (рис. 4.52 и 4.53).

Обращаясь к характеристикам затухания и фазового угла для фильтров нижних (рис. 4.54) и верхних (рис. 4.55) частот, мы видим, что баланс фаз в схеме с ёмкостным потенциометром обеспечивается при частоте генерирования ω , большей, нежели собственная частота контура ω_0 .

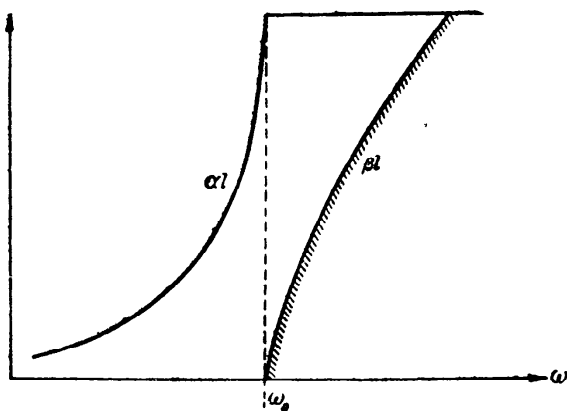


Рис. 4.54

Рассматривая колебательный контур индуктивной потенциометрической схемы как фильтр верхних частот, из рис. 4.55 убеждаемся в том, что в данном случае между генерируемой частотой ω и собственной частотой контура ω_0 должно иметь место неравенство $\omega < \omega_0$.

Написанные соотношения между частотами ω и ω_0 в потенциометрических схемах могут быть получены и аналитически (это сделано в приложении к настоящему параграфу).

Применение теории фильтров к схемам одноламповых самовозбуждающихся генераторов типа LC позволяет получить плодотворные результаты в отношении выяснения фазовых соотношений в схемах таких генераторов. Поясним сказанное

198

на примере использования в схеме однолампового генератора фильтра, составленного из двух индуктивно связанных контуров (рис. 4.56). Характеристики затухания и фазового угла такого фильтра показаны на рис. 4.57. Из этого рисунка следует, что при подведении к фильтру переменного напряжения с частотой, равной его резонансной частоте ω_0 , напряжения на входе и выходе данного фильтра будут сдвинуты по фазе на 90° . Если же подводимое к фильтру напряжение имеет частоту либо ω_1 , либо ω_2 , то напряжения на входе и выходе фильтра окажутся сдвинутыми по фазе соответственно либо на 180° , либо на 0° .

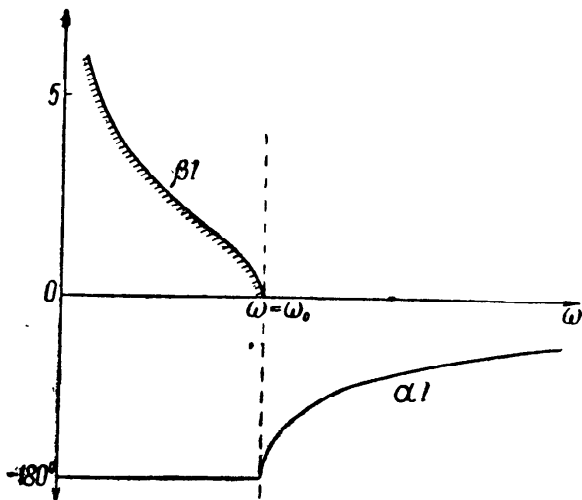


Рис. 4.55

Собственная частота фильтра определится по известной формуле

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Частоты ω_1 и ω_2 , как показывает анализ работы фильтра данного типа (О. Р. стр. 342), являются частотами связи связанных контуров и определяются частотой ω_0 и коэффициентом

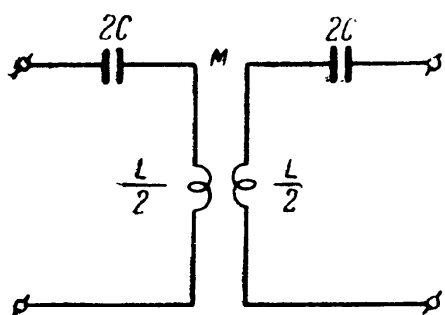


Рис. 4.56

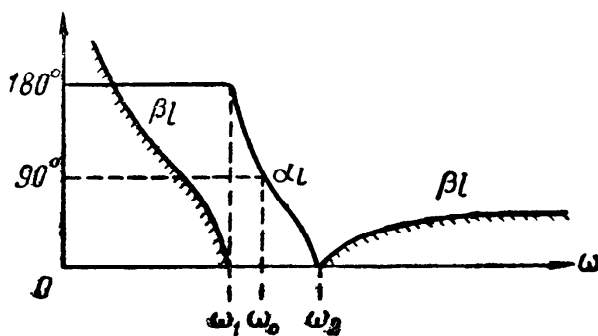


Рис. 4.57

том связи k между катушками, образующими трансформатор фильтра, по известным формулам:

$$\omega_1 = \frac{\omega_0}{\sqrt{1+k}}, \quad \omega_2 = \frac{\omega_0}{\sqrt{1-k}}.$$

Схема однолампового генератора, в котором в качестве фазирующего четырёхполюсника использован фильтр данного типа, показана на рис. 4.58. Обращаясь к фазовой характе-

ристике фильтра (рис. 4.57), нетрудно заключить, что баланс фаз в данной схеме генератора будет иметь место при частоте ω_1 (точнее — при частоте несколько ниже, чем ω_1).

Интересно отметить, что генерирование в схеме рис. 4.58 происходит при любом знаке взаимной индуктивности между катушками L_1 и L_2 . Тот факт, что схема рис. 4.58 генерирует вне зависимости от направления витков намотки катушек L_1

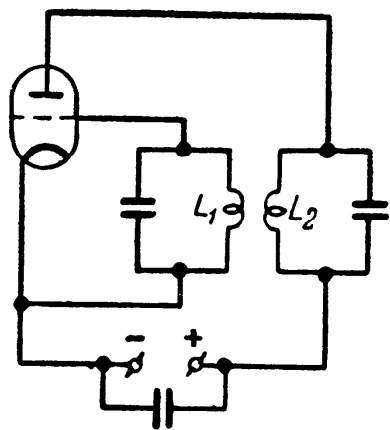


Рис. 4.58

и L_2 , а также вне зависимости от способа соединения концов катушек, может вызвать в первый момент недоумение. Однако, если интересоваться не только фактом генерирования колебаний в схеме, но и частотой, с которой происходят эти колебания, то это на первый взгляд «ненормальное» явление становится ясным. Эксперимент показывает, что пересоединение концов одной из катушек или её поворот на 180° , не прекращая генерирования колебаний, существенно изменяет их частоту.

Изменение знака взаимной индуктивности между катушками приводит к фазовой характеристике, показанной на рис. 4.59. Сопоставляя рис. 4.57 и 4.59, нетрудно заключить, что при одном знаке взаимной индуктивности условие баланса фаз выполняется для частоты, близкой к медленной частоте связи ω_1 (рис. 4.57); при перемене знака взаимной индуктивности условие баланса фаз также выполняется, но теперь уже для частоты, близкой к быстрой частоте связи ω_2 (рис. 4.59).

В то время, когда использовались лампы передатчики сложной схемы с самовозбуждением, возможность генерирования одной из частот связи имела большое практическое значение, так как позволяла устранить явление затягивания (перескоки генерируемой частоты), сопровождавшее работу такого передатчика.

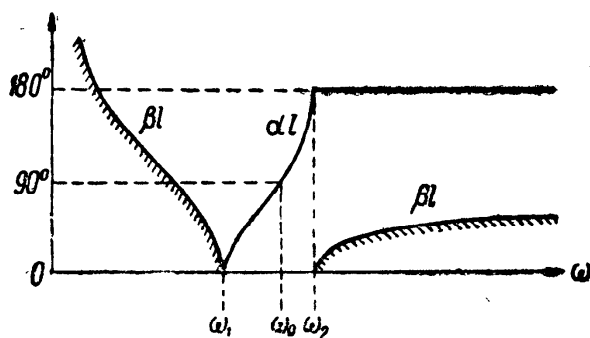


Рис. 4.59

Приложение теории фильтров к работе двухконтурного лампового генератора позволило быстро установить условия баланса фаз, обеспечивающие генерирование колебаний. Рассмотрение этого вопроса аналитически требует весьма громоздких выкладок и преобразований¹⁾. Этим подтверждается

¹⁾ См., например, Б. П. Асеев. Ламповые генераторы и передатчики. Энергоиздат, 1933, стр. 194—211.

плодотворность приложения теории фильтров к анализу схем самовозбуждающихся ламповых генераторов.

Для подтверждения сказанного рассмотрим ещё одну схему лампового генератора (рис. 4.60).

Данная схема представляет собой одноламповый самовозбуждающийся генератор, в котором в качестве фазировщика используется ступенчатое включение двух фильтров рассмотренного выше типа. Вычерчивая отдельно

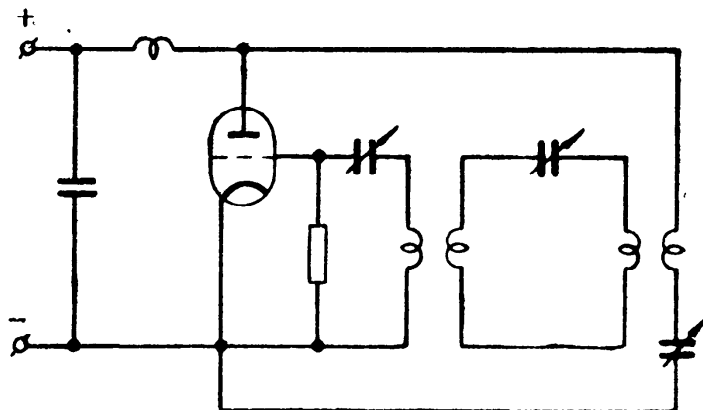
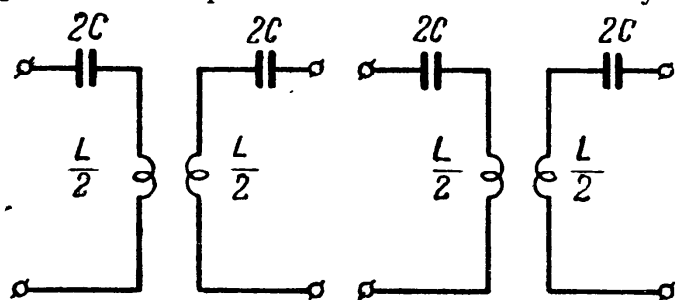


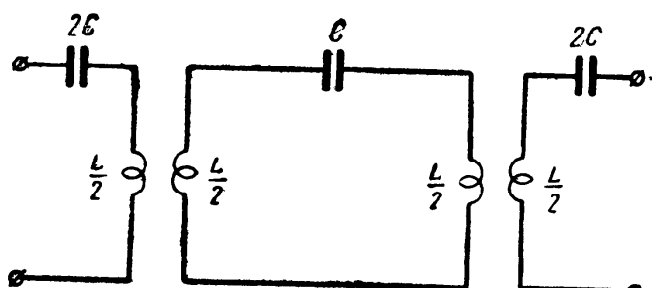
Рис. 4.60

отдельно схему четырёхполюсника, при помощи которого переменное анодное напряжение поступает обратно в цепь сетки, приходим к рис. 4.61а, который после объединения конденсаторов (рис. 4.61б) полностью соответствует рис. 4.60.

Учитывая, что фазировщик в схеме рис. 4.60 представляет собой ступенчатое включение двух



а)



б)

Рис. 4.61

звеньев фильтра, показанного на рис. 4.56, выясним, пользуясь фазовой характеристикой этого фильтра, для какого значения частоты выполняется условие баланса фаз. Обращаясь к рис. 4.57 и 4.59, мы видим, что условие баланса фаз выполняется для частоты ω_0 (собственной частоты контуров, образующих фильтр). В самом деле, при частоте ω_0 каждое звено фильтра создаёт фазовый сдвиг в 90° , а следовательно, весь четырёхполюсник поворачивает фазу на 180° и тем

обеспечивает выполнение условия баланса фаз. Из рис. 4.57 и 4.59 следует, что знаки взаимоиндуктивностей между катушками звеньев фильтра не влияют на выполнение условия баланса фаз для частоты ω_0 , в связи с чем, казалось бы, что направление намотки витков и способ соединения концов катушек, образующих звенья фильтра, могут быть выбраны произ-

вольными. Однако более подробный анализ фазовых характеристик показывает, что знаки взаимной индуктивности в схеме рис. 4.60 должны быть вполне определёнными.

Действительно, если знаки взаимной индуктивности в обоих звеньях одинаковы, то фазовые характеристики обоих звеньев идентичны. Положив для определённости, что фазовая характеристика каждого звена соответствует рис. 4.57, убеждаемся, что в данном случае условие баланса фаз выполняется только для частоты ω_0 . Для всех частот, отличных от ω_0 , включая сюда и частоты связи ω_1 и ω_2 , условие баланса фаз не выполняется.

Иная картина имеет место при различных знаках взаимной индуктивности в звеньях, образующих четырёхполюсник. В этом случае фазовая характеристика одного из звеньев, скажем, соответствует рис. 4.57, тогда как фазовая характеристика другого звена отвечает рис. 4.59.

Сопоставляя фазовые характеристики рис. 4.57 и 4.59, мы видим, что в данном случае условие баланса фаз (фазового сдвига в 180°) выполняется для весьма широкого спектра частот и, следовательно, вопрос о частоте колебаний, генерируемых в схеме, а также вопрос о форме кривой этих колебаний (их синусоидальности) становится неопределённым.

Рассмотренные примеры убедительно показали плодотворность приложения теории фильтров к рассмотрению некоторых процессов в самовозбуждающемся ламповом генераторе. В приложении к настоящему параграфу приведены аналитические преобразования в отношении потенциометрических схем. Эти преобразования выполнены на базе основных положений теории четырёхполюсника, нашедшей весьма широкое применение при изучении электрических фильтров.

ПРИЛОЖЕНИЕ К § 4.5

Имея в виду приложить теорию четырёхполюсника к потенциометрическим схемам самовозбуждающихся ламповых генераторов, выведем предварительно некоторые соотношения.

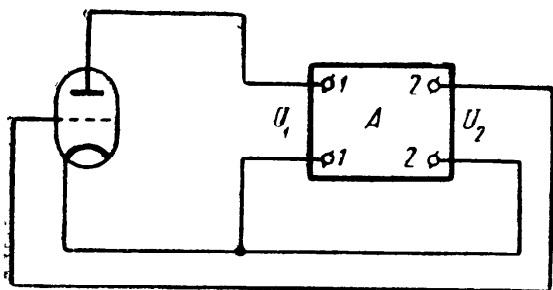


Рис. 4.62

Потенциометрическую схему (рис. 4.52) можно представить схемой однолампового усилителя, входные и выходные зажимы которого связаны через фазирующий четырёхполюсник A (рис. 4.62), что соответствует эквивалентной

схеме рис. 4.63. В этой схеме эквивалентная электродвижущая сила лампового усилителя (μU_g) действует в цепи из по-

следовательно соединённых внутреннего сопротивления лампы R'_i (приведённое внутреннее сопротивление лампы, зависящее от угла отсечки анодного тока лампы θ) и входных зажимов 1, 1 четырёхполюсника A ; выходные зажимы 2, 2 четырёхполюсника замкнуты на сопротивление R_g (входное сопротивление промежутка сетка — катод усилительной лампы).

Обратимся к анализу эквивалентной схемы рис. 4.63. Напряжения и токи на входе четырёхполюсника U_1 и I_1 и соответственно на его выходе U_2 и I_2 связаны известными уравнениями (стр. 49):

$$U_1 = A_{11}U_2 + A_{22}I_2, \quad (4.66)$$

$$I_1 = A_{21}U_2 + A_{22}I_2. \quad (4.67)$$

Здесь A_{11} , A_{12} , A_{21} и A_{22} — коэффициенты общей матрицы четырёхполюсника.

Выходной ток четырёхполюсника I_2 может быть выражен следующим образом:

$$I_2 = \frac{U_2}{R_g}, \quad (4.68)$$

а напряжение на входных зажимах четырёхполюсника U_1

$$U_1 = -\mu U_g - I_1 R'_i.$$

Переписывая последнее уравнение

$$-\mu U_g = U_1 + I_1 R'_i,$$

подставляем сюда значения U_1 и I_1 из ф-л (4.66) и (4.67)

$$-\mu U_g = A_{11}U_2 + A_{12}I_2 + A_{21}U_2 R'_i + A_{22}I_2 R'_i.$$

Учитывая соотношение (4.68), представляем последнее выражение в виде

$$-\mu U_g = U_2 \left(A_{11} + \frac{A_{12}}{R_g} + A_{21} R'_i + A_{22} \frac{R'_i}{R_g} \right). \quad (4.69)$$

Из рис. 4.62 и 4.63 следует, что напряжение на выходе четырёхполюсника U_2 является напряжением, поступающим обратно на сетку лампы U_g ,

$$U_2 = U_g.$$

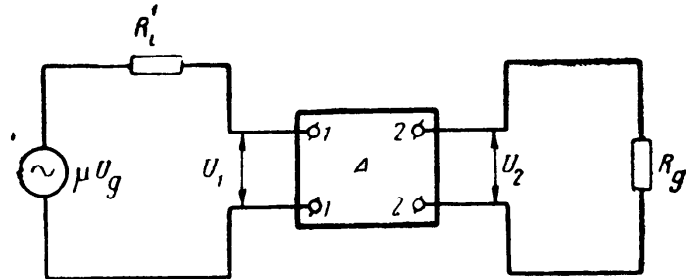


Рис. 4.63

Принимая во внимание написанное равенство, получаем из ф-лы (4.69) окончательное выражение, позволяющее анализировать потенциметрическую схему, основываясь на теории четырёхполюсника,

$$-\mu = A_{11} + \frac{A_{12}}{R_g} + A_{21} R'_i + A_{22} \frac{R'_i}{R_g}. \quad (4.70)$$

Для того чтобы воспользоваться полученным уравнением, необходимо представить колебательный контур потенциметрической схемы в виде четырёхполюсника и далее найти коэффициенты общей матрицы $\|A\|$ этого четырёхполюсника. Подставив значения этих коэффициентов, объединяем в ур-нии (4.70) вещественные и мнимые члены и производим дальнейшие преобразования.

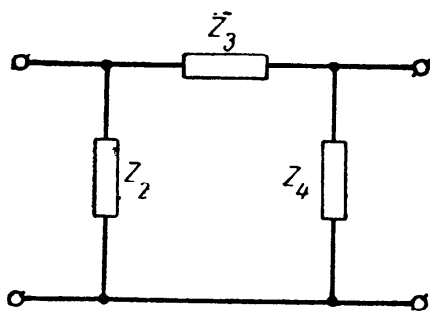


Рис. 4.64

Поясним изложенное на конкретном примере ёмкостной потенциметрической схемы (рис. 4.52).

Колебательный контур этой схемы можно представить в виде эквивалентного П-образного четырёхполюсника (рис. 4.64). Сопротивления Z_2 , Z_3 и Z_4 , образующие данный четырёхполюсник, как это следует из схемы рис. 4.52, соответственно равны:

$$Z_2 = \frac{1}{i\omega C_1}; \quad Z_3 = i\omega L \quad \text{и} \quad Z_4 = \frac{1}{i\omega C_2}.$$

Коэффициенты общей матрицы П-образного четырёхполюсника связаны с сопротивлениями Z , из которых составлен четырёхполюсник, соотношениями (см. приложение):

$$A_{11} = 1 + \frac{Z_3}{Z_4}; \quad A_{12} = Z_3;$$

$$A_{21} = \frac{1}{Z_2} + \frac{1}{Z_4} + \frac{Z_3}{Z_2 Z_4}; \quad A_{22} = 1 + \frac{Z_3}{Z_2}.$$

Подставляя сюда значения Z для ёмкостной потенциметрической схемы, получаем следующее:

$$A_{11} = 1 - \omega^2 LC_2; \quad A_{12} = i\omega L;$$

$$A_{21} = i(\omega C_1 + \omega C_2 - \omega^3 LC_1 C_2); \quad A_{22} = 1 - \omega^2 LC_1.$$

Условие баланса фаз требует, чтобы мнимая часть ур-ния (4.70) была бы равна нулю, т. е., иначе,

$$\frac{A_{12}}{R_g} + A_{21} R'_i = 0.$$

Подставляя сюда значения A_{12} и A_{21} , имеем

$$i \omega L + i(\omega C_1 + \omega C_2 - \omega^3 LC_1 C_2) R_i' R_g = 0$$

или, иначе,

$$i \omega [L + (C_1 + C_2) R_i' R_g - \omega^2 LC_1 C_2 R_i' R_g] = 0.$$

Поскольку $\omega \neq 0$, то следует положить равным нулю выражение в квадратных скобках. Таким образом,

$$L + (C_1 + C_2) R_i' R_g = \omega^2 LC_1 C_2 R_i' R_g.$$

Решая полученное уравнение в отношении ω^2 , имеем

$$\omega^2 = \frac{C_1 + C_2}{LC_1 C_2} + \frac{1}{C_1 C_2 R_i' R_g}. \quad (4.71)$$

Учитывая, что

$$\frac{1}{L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}} = \omega_0^2$$

(где ω_0 — собственная частота колебательного контура, составленного из катушки L и двух последовательно соединённых конденсаторов C_1 и C_2), и обозначая

$$\frac{1}{C_1 C_2 R_i' R_g} = B,$$

представляем ф-лу (4.71) в следующем виде:

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{B}{\omega_0^2}} = \omega_0 \left(1 + \frac{B}{\omega_0^2}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Разлагая полученное выражение по биному Ньютона и учитывая, что $\frac{B}{\omega_0^2} \ll 1$, приходим к следующему выражению для частоты колебаний, генерируемых в схеме с ёмкостным потенциометром (рис. 4.52),

$$\omega_g = \omega_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{B}{\omega_0^2}\right). \quad (4.72)$$

Продельвая аналогичные преобразования для схемы с индуктивным потенциометром (рис. 4.53), получим следующую формулу для генерируемой в этой схеме частоты ω_u :

$$\omega_u = \omega_0 \left(1 - \frac{1}{2} A \omega_0^2\right). \quad (4.73)$$

Здесь ω_0 — собственная частота контура, образованного ёмкостью C и двумя последовательно соединёнными индуктивностями L_1 и L_2 ,

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{(L_1 + L_2)C}},$$

а величина A равна

$$A = -\frac{L_1 L_2}{R'_i R_g}.$$

Формулы (4.72) и (4.73) показывают, что частоты, генерируемые в потенциометрических схемах, соответственно выше ($\omega_e > \omega_0$) и ниже ($\omega_u < \omega_0$) собственной частоты колебательных контуров схем ω_0 ¹⁾. Далее из этих формул следует, что влияние режима лампы (влияние R'_i и R_g) в индуктивной (рис. 4.53) и ёмкостной (рис. 4.52) потенциометрических схемах носит обратный характер. Этим обстоятельством можно воспользоваться для повышения стабильности генерируемой частоты в отношении влияния на неё режима лампы (R'_i и R_g).

Практически такая схема, называемая комбинированной потенциометрической схемой (рис. 4.65), представляет собой объединение в одну схему ёмкостной и индуктивной потенциометрических схем. Передвигая ползунок A по потенциометру, соединяющему эквипотенциальные точки схемы, можно переходить от схемы с индуктивным потенциометром (при положении

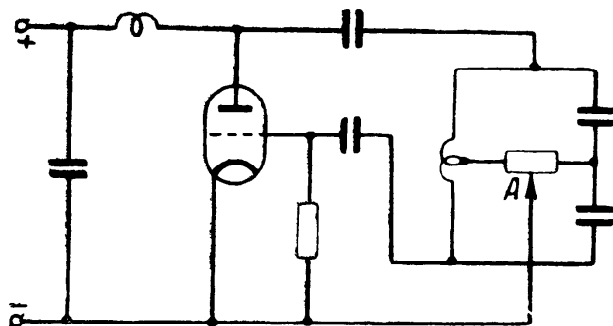


Рис. 4.65

ползунка до отказа влево) к схеме с ёмкостным потенциометром (при положении ползунка до отказа вправо). Следовательно, можно найти на потенциометре точку, в которой реакция режима лампы через ёмкостный потенциометр будет компенсироваться реакцией обратного знака через индуктивный потенциометр.

Устранения реакции режима лампы в потенциометрических схемах можно добиться и другим способом. Обращаясь вновь к ур-нию (4.70), мы видим, что мнимая его часть определяется слагаемыми $\frac{A_{12}}{R_g}$ и $A_{21}R'_i$.

Для вычисления генерируемой в той или иной потенциометрической схеме частоты мы подставляли соответствующие

1) Это находится в полном соответствии с выводами, полученными при рассмотрении колебательных контуров потенциометрических схем как фильтров верхних и нижних частот (см. стр. 198).

выражения для коэффициентов A_{12} и A_{21} через элементы, образующие фазирующий четырёхполюсник, и далее приравняли сумму написанных выше двух слагаемых нулю. Полученные в результате этих преобразований выражения для генерируемой частоты [ф-лы (4.72) и (4.73)] показывают, что эта частота зависит от режима лампы (величин R'_i и R_g).

Если же положить каждое из слагаемых по отдельности равным нулю, то этим, очевидно, удастся устранить влияние R'_i и R_g на генерируемую схему частоту.

Беря выражения для коэффициентов A_{12} и A_{21} , легко видеть, что для схемы рис. 4.64 этого получить нельзя, так как, например, коэффициент A_{12} для схемы ёмкостного потенциометра равен $i\omega L$, а для индуктивного потенциометра $\frac{1}{i\omega C}$ (см. рис. 4.52 и 4.53).

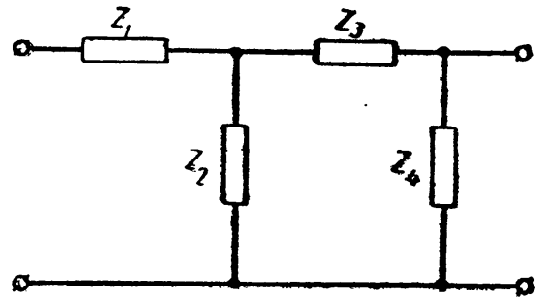


Рис. 4.66

Однако, если воспользоваться несколько иной схемой четырёхполюсника (рис. 4.66), в которой добавляется одно реактивное сопротивление Z_1 , то приравнение нулю по отдельности написанных выше двух слагаемых показывает, какими методами можно устранить влияние режима лампы на генерируемую схемой частоту.

Для четырёхполюсника, показанного на рис. 4.66, коэффициенты общей матрицы A_{12} и A_{21} соответственно равны (см. приложение):

$$A_{12} = Z_1 + Z_3 + \frac{Z_1 Z_3}{Z_2}; \quad A_{21} = \frac{1}{Z_2} + \frac{1}{Z_4} + \frac{Z_3}{Z_2 Z_4}.$$

Взяв для определённости схему ёмкостного потенциометра, включаем в качестве добавочного реактивного сопротивления Z_1 индуктивность L_1 ; таким образом,

$$Z_1 = i\omega L_1.$$

Что же касается сопротивлений Z_2 , Z_3 и Z_4 , то они для схемы с ёмкостным потенциометром соответственно равны (рис. 4.52):

$$Z_2 = \frac{1}{i\omega C_1}; \quad Z_3 = i\omega L_2; \quad Z_4 = \frac{1}{i\omega C_2}.$$

Приравняв нулю коэффициент A_{21} , получаем после подстановки соответствующих значений сопротивлений Z следующее:

$$A_{21} = i\omega C_1 + i\omega C_2 - i\omega L_2 \omega C_1 \omega C_2 = 0$$

или, иначе,

$$i\omega (C_1 + C_2 - \omega^2 L_2 C_1 C_2) = 0.$$

Полагая равным нулю выражение в скобках и обозначая угловую частоту, при которой коэффициент A_{21} обращается в нуль, через ω_0 , имеем

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_2 \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}}. \quad (4.74)$$

Приравнявая нулю коэффициент A_{12} , приходим к следующему:

$$A_{12} = i \omega L_1 + i \omega L_2 - i \omega^3 L_1 L_2 C_1 = 0$$

или, иначе,

$$i \omega (L_1 + L_2 - \omega^2 L_1 L_2 C_1) = 0.$$

Коэффициент A_{12} должен обратиться в нуль при том же значении генерируемой частоты, при котором был равен нулю коэффициент A_{21} . Таким образом, необходимо, чтобы

$$L_1 + L_2 - \omega_0^2 L_1 L_2 C_1 = 0.$$

Подставляя сюда значение ω_0 из ф-лы (4.74), имеем

$$L_1 + L_2 = \frac{L_1 (C_1 + C_2)}{C_2}.$$

Поделив это выражение почленно на L_1 и проделывая очевидные преобразования, приходим к следующему:

$$L_1 C_1 = L_2 C_2. \quad (4.75)$$

Таким образом, в схеме с ёмкостным потенциометром (рис. 4.52) возможно путём включения дополнительной индуктивности L_1 , определяемой из соотношения

$$L_1 = \frac{C_2}{C_1} L_2,$$

получить генерируемую частоту, равную собственной частоте ω_0 контура, составленного из катушки L_2 и двух последовательно соединённых конденсаторов C_1 и C_2 [ф-ла (4.74)]; при этом генерируемая схемой частота не только равна собственной частоте контура, но и оказывается не зависящей от режима лампы (величин R'_i и R_g).

Независимость генерируемой частоты от режима лампы имеет место для определённого значения частоты (при данных значениях L_1 , L_2 , C_1 и C_2) или для относительно узкого диапазона частот. При необходимости удовлетворить написанные выше соотношения в диапазоне частот следует применять переменную индуктивность L_1 , которая, изменяясь в соответ-

ствии с изменением параметров контура (настройки), обеспечивала бы выполнение равенства (4.75) в требуемом диапазоне частот.

Продельвая аналогичные рассуждения и преобразования в отношении схемы с индуктивным потенциометром (рис. 4.53), легко убедиться, что в данном случае генерируемая в схеме частота будет равна собственной частоте контура ω_0

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{(L_1 + L_2)C_2}},$$

если включить в качестве реактивного сопротивления Z_1 конденсатор C_1 , ёмкость которого связана с элементами, образующими колебательный контур, соотношением

$$C_1 = \frac{L_2}{L_1} C_2. \quad (4.76)$$

При выполнении этого условия генерируемая частота так же, как это имело место в схеме с ёмкостным потенциометром, не будет зависеть от режима лампы.

Условие (4.76) предполагает, что взаимоиндуктивность между катушками контура L_1 и L_2 отсутствует. При учёте взаимоиндуктивности между катушками M условие (4.76) принимает следующий вид:

$$C_1 = C_2 \frac{L_0}{L_1 + L_2 A^2 - 2MA}, \quad (4.77)$$

где

$$L_0 = L_1 + L_2 + 2M \text{ и } A = \frac{L_1 + M}{L_2 + M}.$$

Равенство (4.77) превращается при условии $M=0$ в равенство (4.76).

Итак, исследование мнимой части ур-ния (4.70) позволило определить генерируемую потенциометрическими схемами частоту, установить наличие влияния режима лампы на частоту и сторону, в которую отклоняется в этом случае генерируемая частота (в зависимости от характера потенциометра — ёмкостный или индуктивный), а также возможность стабилизации частоты путём включения последовательно с колебательным контуром надлежащей величины и характера (индуктивность или ёмкость) реактивного сопротивления.

Теперь обратимся к вещественной части ур-ния (4.70)

$$-\mu = A_{11} + A_{22} \frac{R'_i}{R_g}. \quad (4.78)$$

Для потенциометрической схемы с добавочным реактивным сопротивлением Z_1 (рис. 4.66) коэффициенты A_{11} и A_{22} следующие

щим образом связаны с элементами Z , образующими четырёх-полюсник (см. приложение):

$$A_{11} = 1 + \frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_1}{Z_4} + \frac{Z_3}{Z_4} + \frac{Z_1 Z_3}{Z_2 Z_4} \quad \text{и} \quad A_{22} = 1 + \frac{Z_3}{Z_4}.$$

Взяв для определённости схему с ёмкостным потенциометром, для которой, как известно из предыдущего,

$$Z_1 = i \omega L_1; \quad Z_2 = \frac{1}{i \omega C_1}; \quad Z_3 = i \omega L_2 \quad \text{и} \quad Z_4 = \frac{1}{i \omega C_2},$$

и подставляя эти значения в написанные выше выражения для коэффициентов A_{11} и A_{22} , имеем:

$$A_{11} = 1 - \omega^2 L_1 C_1 - \omega^2 L_1 C_2 - \omega^2 L_2 C_2 + \omega^4 L_1 L_2 C_1 C_2, \\ A_{22} = 1 - \omega^2 L_2 C_1.$$

Учитывая, что в схеме генерируется собственная частота контура ω_0 [см. ф-лу (4.74)], а также принимая во внимание равенство (4.75), получаем после элементарных, но достаточно громоздких алгебраических преобразований следующие выражения для коэффициентов A_{11} и A_{22} :

$$A_{11} = -\frac{C_2}{C_1} \quad \text{и} \quad A_{22} = -\frac{C_1}{C_2}.$$

Подставляя эти значения в ф-лу (4.78), приходим к выражению

$$-\mu = -\frac{C_2}{C_1} \left[1 + \left(\frac{C_1}{C_2} \right)^2 \frac{R'_i}{R_g} \right].$$

Но так как обычно

$$\left(\frac{C_1}{C_2} \right)^2 \frac{R'_i}{R_g} \ll 1,$$

то можно с достаточной точностью считать, что

$$\frac{C_2}{C_1} = \mu.$$

Помножив числитель и знаменатель левой части на $I_\kappa \omega$ (где I_κ — ток в колебательном контуре), имеем

$$\mu = \frac{I_\kappa \frac{1}{\omega C_1}}{I_\kappa \frac{1}{\omega C_2}}.$$

Учитывая, что

$$I_k \frac{1}{\omega C_1} = U_a \text{ и } I_k \frac{1}{\omega C_2} = U_g,$$

получаем

$$\mu = \frac{U_a}{U_g}.$$

Последняя формула представляет собой условие баланса амплитуд, которым, как известно, должно дополняться условие баланса фаз для получения самовозбуждения в схеме лампового генератора.

§ 4.6. Одноламповые генераторы с искусственной линией

В § 2.4 приводились примеры использования искусственных линий для получения дискретных значений фазового сдвига. Для этой цели могут быть использованы искусственные линии типа RC и типа LC . Рассмотрим возможность применения искусственной линии в качестве фазирующего четырёхполюсника в схеме однолампового генератора.

В первую очередь обратимся к искусственной линии типа RC . Такая линия, имеющая n звеньев, состоящих из последовательно включённых сопротивлений R' и параллельно включённых конденсаторов C' , обладает резонансной частотой, определяемой формулой (см. стр. 83)

$$f = \frac{\pi}{R'C'n^2}. \quad (4.79)$$

Если включить такую линию в качестве фазирующего четырёхполюсника в одноламповую схему генератора (рис. 4.67) ли-

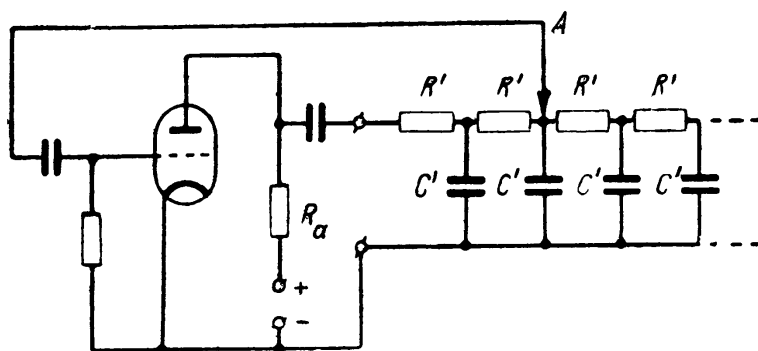


Рис. 4.67

бо в схему однолампового генератора с согласующей лампой (рис. 4.68), то имеется полная возможность путём перестановки ползунка A получить в данном генераторе дискретные частоты; интервалы между дискретными значениями частоты будут тем меньше, чем больше звеньев имеет искусственная линия.

В качестве фазирующего четырёхполюсника может быть использована также и искусственная линия, состоящая из n звеньев, каждое из которых образовано последовательно включённой индуктивностью L' и параллельно включённой ёмкостью C' .

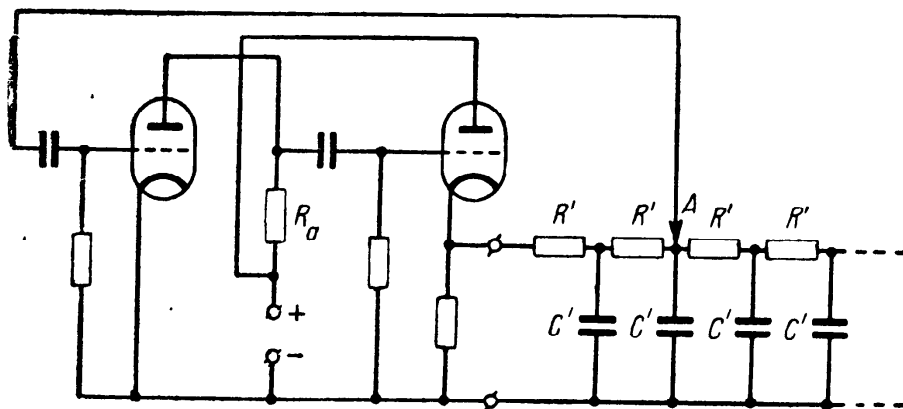


Рис. 4.68

Резонансная частота такой линии определяется формулой (см. стр. 89).

$$f = \frac{1}{2n \sqrt{L'C'}}. \quad (4.80)$$

Заменив в схемах рис. 4.67 и 4.68 искусственную линию типа RC искусственной линией типа LC , можно также получить схему генератора дискретных частот; изменение частоты, как и при использовании искусственной линии типа RC , достигается перемещением по звеньям искусственной линии ползунка A .

Сопоставляя ф-лы (4.79) и (4.80), легко видеть, что при использовании в качестве фазирующего четырёхполюсника искусственной линии типа RC генерируемая частота обратно пропорциональна квадрату числа звеньев, а при искусственной линии типа LC — первой степени этого числа.

На рис. 4.69 и 4.70 показаны кривые, построенные по точкам, полученным расчётным путём [по ф-лам (4.79) и (4.80)] и при измерениях в экспериментальном генераторе. В качестве фазирующих четырёхполюсников использовались искусственные линии со следующими данными: для рис. 4.69 искусственная линия типа RC состояла из 18 звеньев, каждое из которых было образовано последовательно включённым активным сопротивлением $R' = 5 \cdot 10^4$ ом и параллельно включённым конденсатором $C' = 5 \cdot 10^2$ пф; для рис. 4.70 искусственная линия типа LC также имела 18 звеньев со следующими данными каждого звена: индуктивность $L' = 35$ мкн и ёмкость $C' = 5 \cdot 10^2$ пф.

Кривые рис. 4.69 и 4.70 показывают хорошее совпадение экспериментальных и расчётных данных. Некоторое расхож-

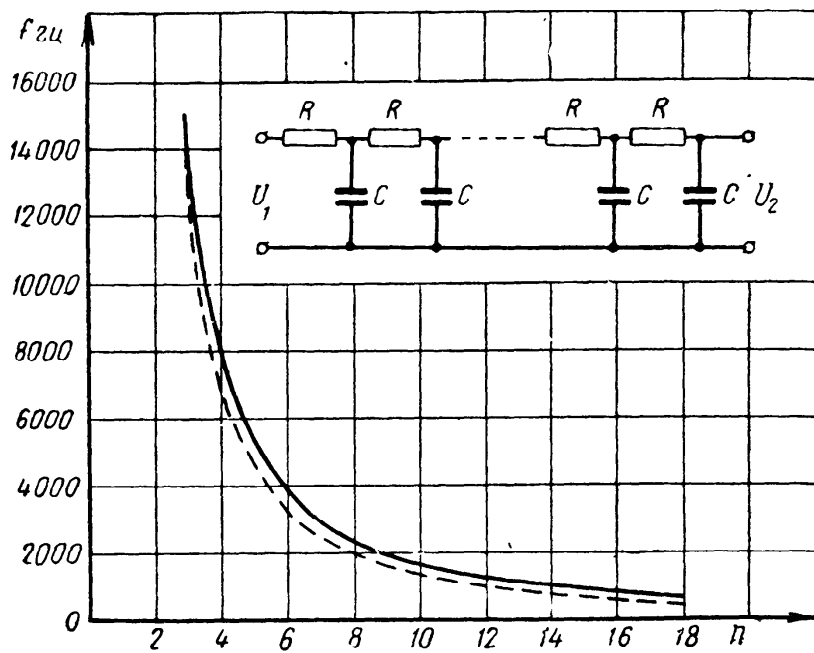


Рис. 4.69

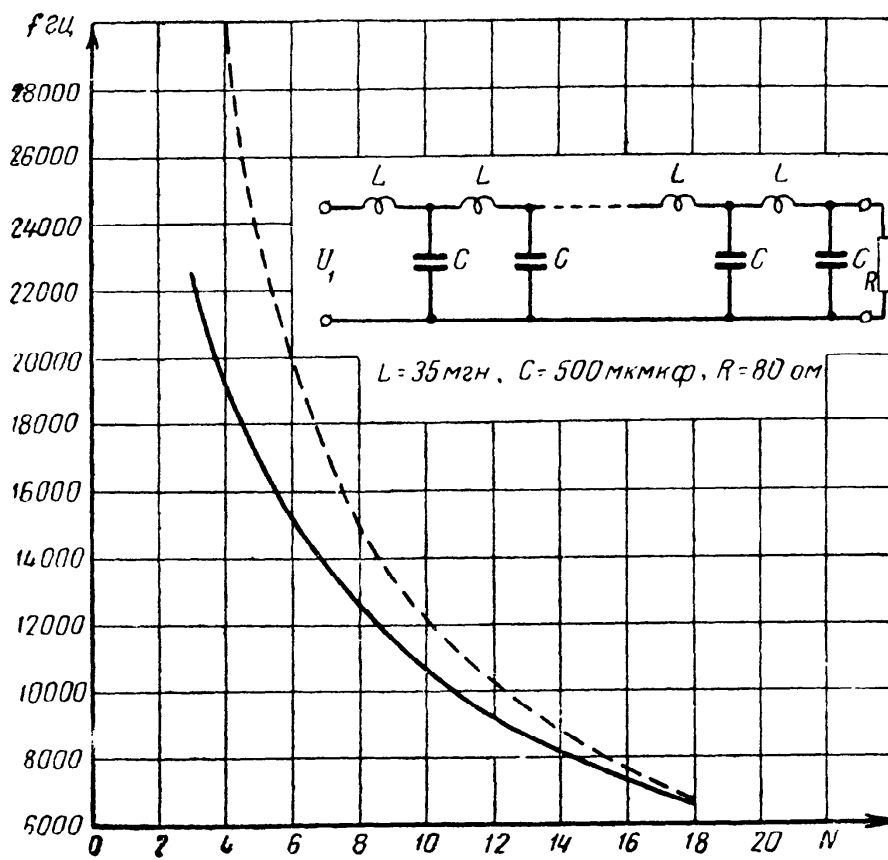


Рис. 4.70

дение этих данных имеется при малом числе звеньев искусственной линии (это наиболее отчётливо видно в линии типа LC — рис. 4.70). Такое расхождение между расчётными и экспериментальными данными легко понять, если учесть, что уравнения длинных линий, из которых получены ф-лы (4.79) и (4.80), применимы к искусственной линии, образованной элементами с сосредоточенными постоянными, только при значительном числе звеньев.

Заканчивая этим вопрос о генераторах дискретных частот, использующих в качестве фазирующего четырёхполюсника искусственную линию, отметим различие в работе искусственной линии в качестве фазовращателя и в качестве фазирующего четырёхполюсника в одноламповом генераторе.

При использовании искусственной линии в качестве фазовращателя частота переменного напряжения, подводимого к входным зажимам искусственной линии, выбирается такой, чтобы при данных элементах $R'C'$ или $L'C'$, образующих одно звено искусственной линии, и при числе звеньев n переменное напряжение на выходных зажимах искусственной линии было сдвинуто по отношению к входному напряжению на 180° . В этом случае при перестановке ползунка по звеньям искусственной линии можно получать дискретные значения фазового сдвига в пределах $0 \div 180^\circ$. Таким образом, поддерживая частоту подводимого к линии переменного напряжения постоянной, можно при переводе ползунка с одного звена на другое скачкообразно менять величину фазового сдвига.

При использовании искусственной линии в качестве фазирующего четырёхполюсника ставится обратная задача: необходимо, чтобы при любом положении ползунка фазовый сдвиг между напряжением на входе искусственной линии и напряжением на данном звене линии, к которому приключён ползунок, был бы всегда равен 180° , что, как известно, необходимо для выполнения условия баланса фаз. Совершенно очевидно, что получение постоянного фазового сдвига в 180° возможно лишь при соответствующем изменении частоты. Вследствие этого в ламповом генераторе, использующем в качестве фазирующего четырёхполюсника искусственную линию, генерируются такие дискретные значения частоты, при которых обеспечивается фазовый сдвиг 180° между напряжением на входе линии и напряжением на том звене линии, к которому подключён ползунок A .

Искусственные линии, состоящие из отдельных звеньев типа RC или типа LC , обычно используются в генераторах акустических (звуковых) частот. При необходимости получения более высоких частот используют искусственные линии, образованные элементами с распределёнными постоянными.

В качестве первого примера рассмотрим искусственную линию типа RC , составленную из элементов с распределён-

ными постоянными. Практически такая линия выполняется в виде специально намотанного (с малой индуктивностью) проволочного сопротивления, на которое надета медная гильза (рис. 4.71). Резонансная частота такой искусственной линии (частота, при которой входное и выходное напряжения сдвинуты по фазе на 180°) определяется по формуле (см. стр. 83)

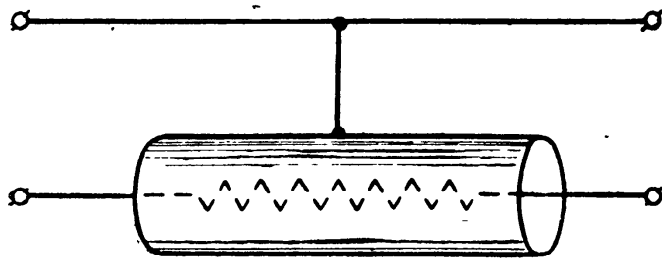


Рис. 4.71

$$f_0 = \frac{\pi}{C_0 R_0}.$$

Здесь C_0 и R_0 — полная ёмкость и полное сопротивление искусственной линии.

Затухание такой линии при резонансной частоте f_0 равно 11,6 (см. стр. 82).

Использование искусственной линии данного типа в качестве фазировочного четырёхполюсника может быть осуществлено как по схеме рис. 4.67, так и по схеме рис. 4.68.

При использовании в качестве фазировочного четырёхполюсника искусственной линии из элементов с распределёнными постоянными типа RC (рис. 4.71) можно получить частоты порядка сотен килогерц и даже (при надлежащем изготовлении искусственной линии) единиц мегагерц.

Искусственная линия типа LC , составленная из элементов с распределёнными постоянными, обычно применяется при генерировании метровых волн. В этом случае искусственная линия выполняется в виде отрезка двухпроводной линии или отрезка коаксиального кабеля.

На рис. 4.72 показана двухтактная схема генератора метровых волн, использующего междуэлектродную ёмкость электронной лампы. Из теории такого генератора следует, что между анодными выводами лампы, а также между сеточными выводами должны быть включены индуктивные сопротивления. В качестве таких сопротивлений в данной схеме используются отрезки короткозамкнутой двухпроводной линии.

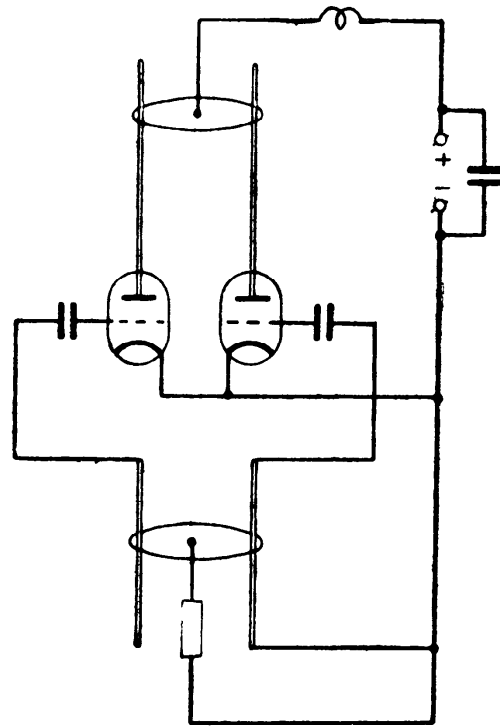


Рис. 4.72

На рис. 4.73 показана ещё одна из возможных схем генератора метровых волн. Схема также использует междуэлектродную ёмкость лампы, и для выполнения условия баланса фаз в данной схеме так же, как и в двухтактной схеме рис. 4.72, необходимо включить между анодом и катодом, а также между сеткой и катодом надлежащей величины индуктивные сопротивления. В схеме рис. 4.73

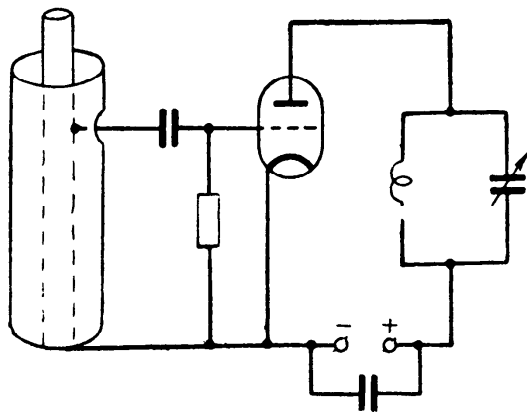


Рис. 4.73

сеточным сопротивлением является отрезок коаксиальной линии. В качестве анодной нагрузки также можно использовать отрезок двухпроводной или коаксиальной линии, однако колебательный контур имеет преимущество в отношении простоты и гибкости выполнения связи генератора с нагрузкой.

Использование в данной схеме отрезка коаксиальной линии в качестве сеточного сопротивления позволяет существенно

повысить стабильность частоты генерируемых колебаний. Стабильность повышается вследствие весьма большого значения добротности Q колебательной системы, образованной отрезком коаксиальной линии.

§ 4.7. Регенеративные фильтры

Из теории фильтров известно, что элементы, из которых составлена схема фильтра, должны обладать малыми потерями (высокой добротностью Q). Уменьшение потерь в элементах фильтра может быть достигнуто как прямыми, так и косвенными путями.

Первый путь состоит в использовании высококачественных материалов при изготовлении деталей фильтра (литцендратовая проволока, высококачественные ферромагнетики и диэлектрики и т. п.), а также в замене элементов фильтра (катушек и конденсаторов) их электромеханическими эквивалентами (пластинками пьезокварца, магнестрикционными стержнями и т. п.).

Второй, косвенный, путь состоит в компенсации потерь, имеющих место в элементах фильтра. Для компенсации потерь можно применить широко используемый в ламповых схемах метод регенерации.

Метод регенерации состоит в том, что с помощью специальных устройств (в случае регенеративного радиоприёмника при помощи катушки обратной связи) к колебательной системе подводится синхронно и синфазно дополнительная энергия,

компенсирующая потери энергии, сопутствующие колебаниям. Таким образом, регенерация как бы повышает добротность колебательной системы (колебательного контура) со всеми вытекающими отсюда следствиями (повышение остроты резонансной кривой и возможность возникновения собственных колебаний). Вследствие этого элемент, посредством которого осуществляется регенерация, должен допускать плавное регулирование регенерации, а в случае необходимости — и поддержание постоянства регенерации. Практически для выполнения таких регулировок используется совместное действие положительной и отрицательной обратной связи.

Итак, регенеративные фильтры типа LC могут быть получены путём приключения к отдельным элементам (контурам), образующим схему фильтра, усилительных ступеней, снабжённых устройствами, позволяющими осуществлять и регулировать степень регенерации (компенсации потерь). Регенеративные фильтры типа LC не нашли практического применения; причиной этому, видимо, является необходимость источников питания, обеспечивающих работу ламп регенеративного фильтра, возможность перегорания ламп и прекращения работы фильтра и т. п.

Регенеративный фильтр в отличие от обычного фильтра, представляющего собой стабильный и весьма неприхотливый аппарат, является устройством, требующим периодического наблюдения и регулировки. Регенеративные фильтры могут найти применение лишь при весьма низких частотах, при которых трудно получить в относительно небольших габаритах детали фильтра, обладающие большой добротностью Q , и практически невозможно применение пьезоэлектрических и магнестрикционных элементов.

Вследствие этого целесообразно рассмотреть регенеративные фильтры типа RC , поскольку генерирование низких и особенно весьма низких частот чрезвычайно упрощается при использовании в схеме генератора элементов RC . В регенеративных фильтрах типа RC в качестве фазирующего четырёхполюсника с большим успехом применяется двойная Т-образная схема.

Регенеративный фильтр представляет собой потенциально-автоколебательную систему, в которой сочетание положительной и отрицательной обратной связи позволяет установить режим схемы, в большей или меньшей степени близкий к самовозбуждению.

На рис. 4.74 показано, каким образом генератор типа RC с двойной Т-образной схемой в качестве фазирующего четырёхполюсника может быть превращён в регенеративный фильтр. Практически добавляется только одно сопротивление R_1 порядка одного или нескольких мегомов. Это сопротивление предотвращает замыкание управляющей сетки усилительной

лампы на её катод в случае малого внутреннего сопротивления источника переменного напряжения, подводимого к входным зажимам регенеративного фильтра. Входными зажимами фильтра являются зажимы управляющая сетка — катод лампы, а выходными — зажимы нагрузочного анодного сопротивления R_a .

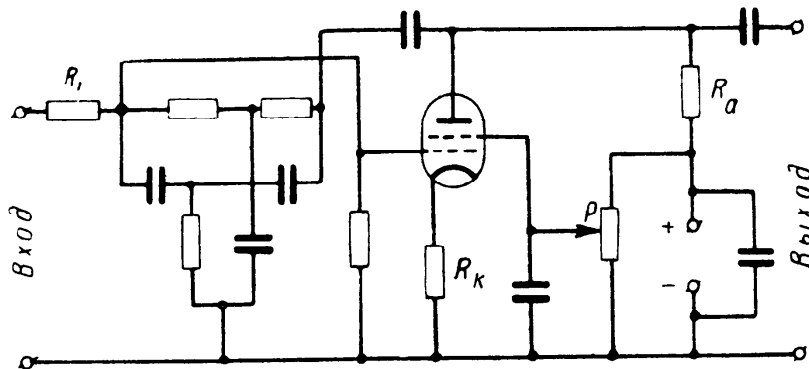


Рис. 4.74

Регулировкой усиления при помощи изменения напряжения на экранирующей сетке лампы (потенциометром P) и регулировкой величины отрицательной обратной связи (путём изменения сопротивления противосвязи R_k) подбирают режим, обеспечивающий требуемого вида резонансную кривую регенеративного фильтра.

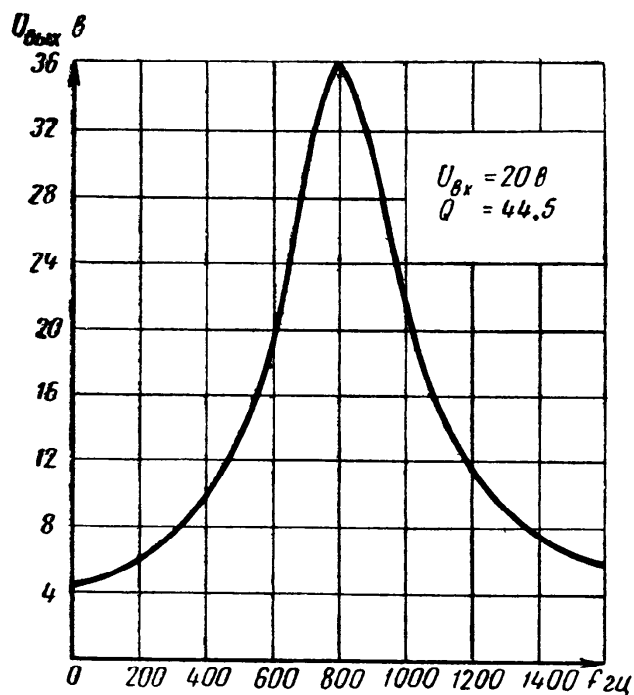


Рис. 4.75

На рис. 4.75 показана экспериментально снятая резонансная кривая регенеративного фильтра с двойной Т-образной схемой в качестве фазирующего четырёхполюсника. Из этой резонансной кривой легко определить обычными методами добротность контура, эквивалентного данному регенеративному фильтру. Добротность данной конкретной схемы получается равной 44,5.

Следует отметить, что любая из рассмотренных ранее одноламповых генераторных схем типа RC может быть использована в качестве регенеративного фильтра.

Заканчивая данный параграф, рассмотрим ещё одну оригинальную схему регенеративного фильтра (рис. 4.76). Эта

схема, помимо своего прямого назначения (выделения какой-либо заданной частоты или узкого спектра частот), может быть также использована в качестве генератора; помимо указанных свойств, присущих любому регенеративному фильтру, данная схема путём установления определённых фазовых соотношений позволяет также исключить из определённого

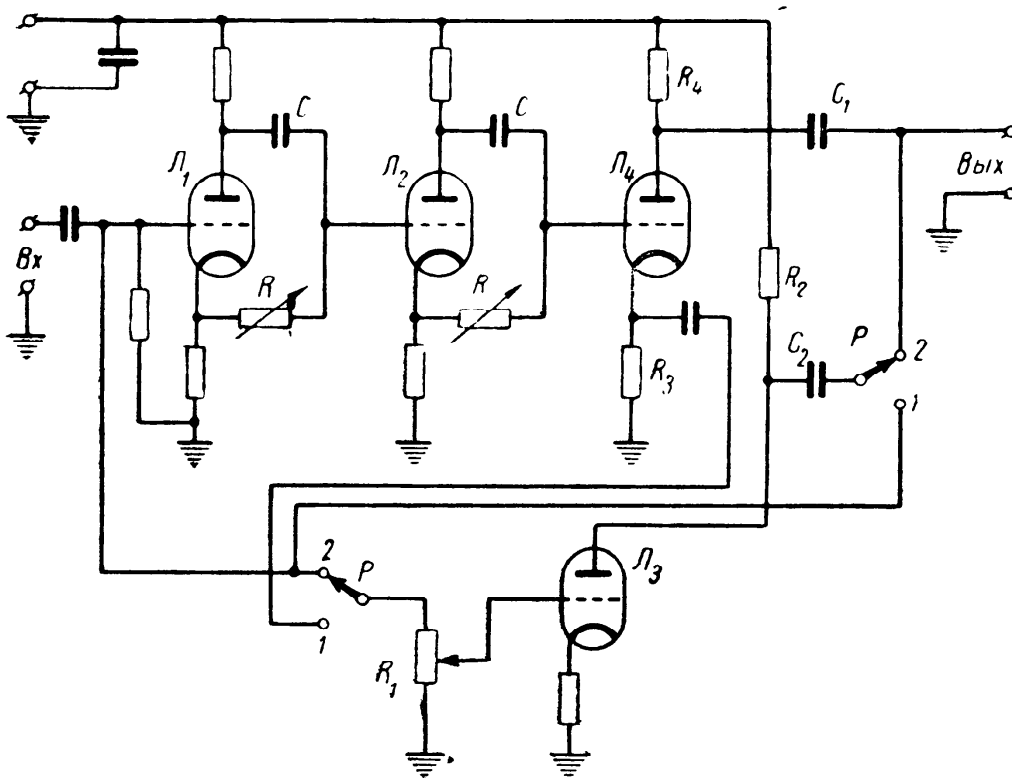


Рис. 4.76

спектра частот какую-либо заданную частоту. Это заградительное свойство регенеративного фильтра можно использовать в радиоприёмной технике для подавления помех, вызываемых интерференционными свистами, а также другими помехами, приводящими к появлению некоторого дополнительного тона, сопровождающего нормальный приём радиотелеграфной или радиотелефонной передачи.

Прежде чем анализировать полную схему рис. 4.76, рассмотрим некоторые её детали.

Генератор в данной схеме регенеративного фильтра представляет собой трёхламповую схему, в которой связь первой лампы со второй и второй с третьей осуществляется через фазирующие четырёхполюсники, из которых каждый поворачивает фазу на 90° , что и необходимо для выполнения условия баланса фаз. В схеме генератора используются лампы L_1 , L_2 и L_3 общей схемы. В целях облегчения анализа работы генератора его схема вычерчена отдельно на рис. 4.77. Из этого рисунка следует, что лампа L_1 связана с лампой L_2 через фазирующий четырёхполюсник CR ; через такой же

четырёхполюсники связаны между собой лампы L_2 и L_3 ; связь лампы L_3 с лампой L_1 (обратная связь) осуществлена без применения фазирующего четырёхполюсника.

В схеме генератора, показанного на рис. 4.77, условие баланса фаз выполняется, поскольку в процессе полного

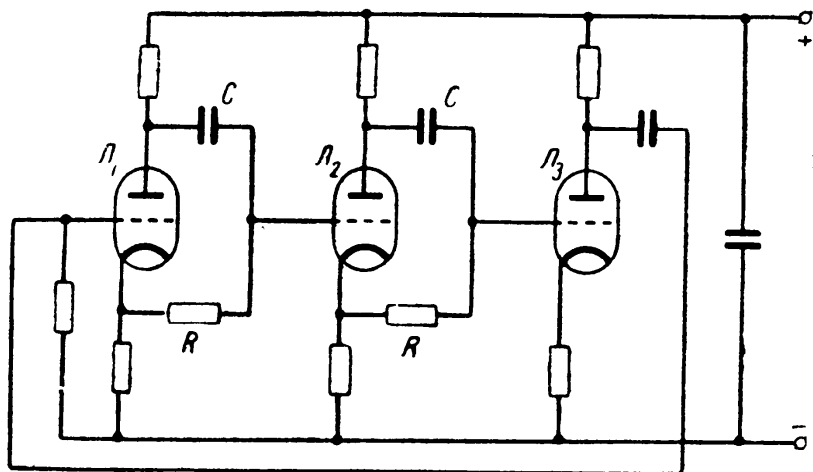


Рис. 4.77

цикла работы генератора фаза переменного напряжения, усиленного трёхламповым усилителем и поданного обратно на сетку лампы L_1 , будет смещена лампами усилителя на $180^\circ \times 3 = 540^\circ$ и двумя фазирующими четырёхполюсниками CR ещё на $-90^\circ \times 2 = -180^\circ$, т. е. на $540^\circ - 180^\circ = 360^\circ$.

В данной схеме нуждается в некотором пояснении только метод включения фазирующих четырёхполюсников. Эти че-

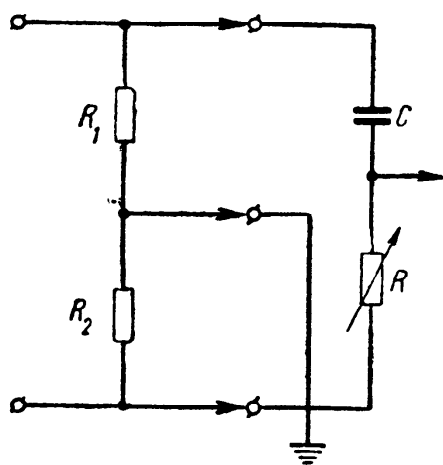


Рис. 4.78

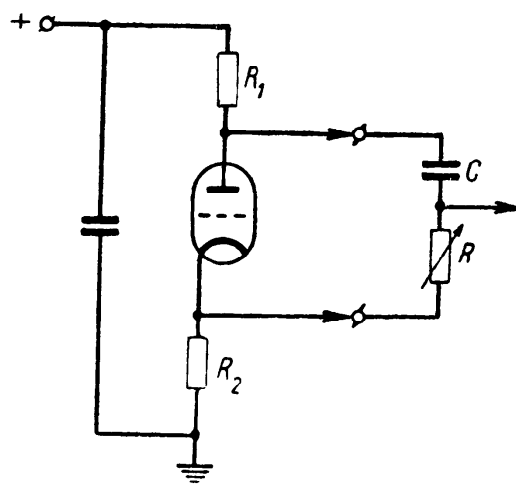


Рис. 4.79

тырёхполюсники представляют собой известную схему фазовращателя, рассмотренную в § 2.2 (рис. 2.6). Вычертив эту схему в несколько ином виде (рис. 4.78), мы видим, что ступень лампы, скажем L_1 , показанная отдельно на рис. 4.79, представляет собой схему фазовращателя, эквивалентную рис. 2.6, в которой, как известно, при $\frac{1}{\omega_0 C} = R$ выходное на-

пряжение сдвинуто на 90° по отношению к входному напряжению. Поэтому переменное анодное напряжение лампы L_1 поступит на сетку лампы L_2 псвёрнутым по фазе на 90° .

Совершенно очевидно, что, изменяя элементы, образующие схему фазовращателя (обычно изменяя сопротивления R — рис. 4.78 и 4.79), можно изменять частоту колебаний, генерируемых схемой, так как условие баланса фаз требует, чтобы в генераторе существовали колебания с частотой f_0 , определяемой написанным выше равенством $\left(\frac{1}{2\pi f_0 C} = R\right)$:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi RC}.$$

Рассмотрев некоторые отдельные детали рис. 4.76, обратимся к работе всей схемы в целом. Полная схема, как отмечалось ранее, позволяет не только выделять, но и исключать заданную частоту; для перехода от работы нормального регенеративного фильтра к работе схемы в качестве заградительного фильтра служит спаренный переключатель P . В положении 1 этого переключателя схема работает либо как генератор колебаний, либо как регенеративный фильтр; в положении 2 переключателя P — как заградительный фильтр.

В самом деле, при положении переключателя на кнопках 1 переменное напряжение, поступившее на вход схемы, усиливается лампами L_1 , L_2 и L_4 и поступает далее на потенциометр R_1 и с него на сетку лампы L_3 ; с анодного нагрузочного сопротивления этой лампы R_2 переменное напряжение поступает обратно на сетку первой лампы L_1 . Включение в схему четвёртой лампы (L_4) не нарушает условия баланса фаз генератора, так как переменное напряжение, усиленное лампой L_4 , поступает на сетку лампы L_3 (потенциометр R_1) с катодного сопротивления R_3 лампы L_4 , т. е., иными словами, лампа L_4 благодаря такому включению не вносит дополнительного фазового сдвига, который по-прежнему определяется лампами L_1 , L_2 , L_3 и фазирующими четырёхполюсниками CR и CR .

Передвижением ползунка по потенциометру R_1 можно регулировать усиление и тем переводить схему из режима генерирования в режим регенеративного усиления.

Теперь проследим работу схемы в качестве заградительного фильтра. Переместив для этого переключатель P в положение 2, убеждаемся, что в данном случае поступающее на вход схемы переменное напряжение достигает выходных зажимов устройства по двум каналам: первый канал — через лампы L_1 , L_2 и L_4 ; усиленное этим трактом переменное напряжение поступает на выход схемы с анодного нагрузочного сопротивления R_4 (через конденсатор C_1).

Тракт второго канала осуществляется следующим образом:

поступающее на вход схемы переменное напряжение оказывается одновременно подключённым к потенциометру R_1 , а следовательно, и к сетке лампы L_3 ; с анодного нагрузочного сопротивления R_2 этой лампы усиленное напряжение поступает (через конденсатор C_2) на выход устройства. Фазы напряжений, поступающих на выход схемы по обоим каналам, сдвинуты на 180° . Действительно, при усилении по первому каналу фазы входного и выходного напряжений окажутся сдвинутыми тремя лампами тракта на $180^\circ \times 3 = 540^\circ$ и двумя фазирующими четырёхполюсниками на $-90^\circ \times 2 = -180^\circ$, т. е. общий фазовый сдвиг в этом канале будет равен $\varphi_1 = 540^\circ - 180^\circ = 360^\circ$. Фазовый сдвиг второго канала равен $\varphi_2 = 180^\circ$.

Итак, напряжения, поступающие в данном случае на выход устройства по двум каналам, сдвинуты по фазе на угол $\varphi_1 - \varphi_2 = 360^\circ - 180^\circ = 180^\circ$, т. е. частично компенсируются. Для полной компенсации, очевидно, необходимо уравнивать амплитуды напряжений, поступающих по каждому каналу.

Данная схема регенеративного фильтра имеет, помимо переключателя вида работы P , только два органа управления: а) первый, с помощью которого сопряжённо изменяются сопротивления R в обоих фазирующих четырёхполюсниках; шкала этого органа управления градуируется непосредственно в герцах, при которых фазирующие четырёхполюсники обеспечивают фазовый сдвиг в 90° каждый; б) второй, позволяющий управлять положением ползунка потенциометра R_1 , при помощи которого меняется усиление, даваемое лампой L_3 .

При работе схемы в качестве генератора или регенеративного фильтра переключатель рода работы P ставят в положение 1; первый орган управления устанавливают по проградуированной шкале на желаемое значение частоты, а вторым органом управления подбирают необходимое для генерирования или регенерации значение положительной обратной связи (усиления лампы L_3). При использовании устройства в качестве заградительного фильтра переключатель P переводят в положение 2; первым органом управления так же, как и в первом случае, устанавливают значение частоты, на которой желательно иметь заградительное действие схемы, а вторым органом управления подбирают амплитуду выходного напряжения второго канала, при которой на выходе устройства получается полная компенсация переменного напряжения подавляемой частоты.

Рассмотренными схемами, разумеется, не ограничиваются возможности использования электронной лампы для воздействия на фильтрующие способности электрических цепей. Приведённые примеры имели целью только показать на конкретных схемах возможности, открываемые и в данной области электротехники надлежащим использованием фазовых соотношений.

**Фазовые соотношения в ламповом генераторе
независимого возбуждения**

Мы рассмотрели вопросы, связанные с фазовыми соотношениями в самовозбуждающемся ламповом генераторе, фиксируя внимание главным образом на условиях, обеспечивающих выполнение «баланса фаз»; вопросы энергетических соотношений в самовозбуждающихся генераторах не рассматривались. Это и понятно, поскольку от таких генераторов в первую очередь требуется обеспечение возможности получения устойчивых электрических колебаний определённой частоты. Эта частота, так же как и амплитуда установившихся колебаний, избиралась самим генератором, исходя из необходимости выполнения требований «баланса фаз» и «баланса амплитуд». В процессе рассмотрения была установлена исключительно важная роль правильности фазовых соотношений в работе самовозбуждающегося лампового генератора.

Неменьшее значение имеют фазовые соотношения и в работе лампового генератора независимого возбуждения. Прежде всего следует отметить, что в отличие от самовозбуждающегося генератора, где частота генерируемых колебаний выбирается самим генератором, в генераторе независимого возбуждения частота колебаний определяется частотой колебаний переменного напряжения, поступающего на сетку лампы генератора. Поэтому весьма часто генератор независимого возбуждения называют усилителем или, когда речь идёт о выходной ступени лампового передатчика, усилителем мощности. Отсюда становится понятным, что одним из основных вопросов, связанных с фазовыми соотношениями, является вопрос об их влиянии на энергетические соотношения этого генератора-усилителя.

Рассмотрим простейшую схему лампового генератора независимого возбуждения (рис. 4.80). На этой схеме в цепи сетки включены: источник переменного напряжения высокой частоты Γ , развивающий переменную эдс с амплитудным значением U_{c0} , и источник постоянного напряжения (смещения) E_c .

В анодной цепи лампы последовательно с источником постоянного (анодного) напряжения E_0 , включён колебательный контур LC . Величина эквивалентного сопротивления контура Z_{α}

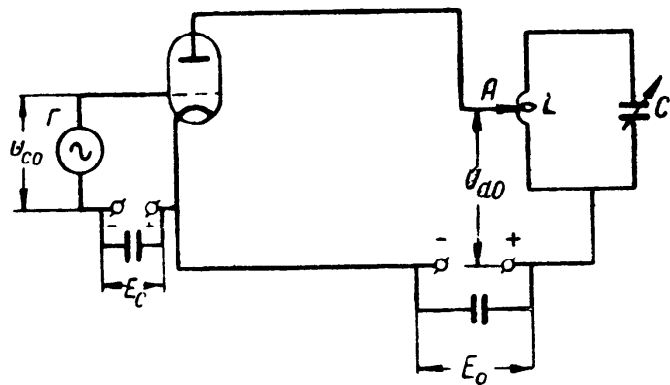


Рис. 4.80

может регулироваться путём перестановки ползуна A по виткам катушки. Предполагается, что генератор Γ развивает переменное напряжение относительно низкой частоты (работа происходит в области длинных волн), при которой можно пренебречь влиянием на работу схемы внутриэлектродных ёмкостей лампы, а также инерции электронов.

Обратимся к диаграмме напряжений и токов схемы, полагая, что работа происходит без отсечки анодного тока (т. е. в классе A). В этом случае путём подбора постоянного анодного напряжения E_0 и сеточного смещения E_c рабочая точка располагается в центре динамической характеристики анодного тока лампы [в осях $i_a = f(U_{c0})$].

Таким образом, при отсутствии переменного сеточного напряжения ($U_{c0} = 0$) на аноде и сетке лампы имеются постоянные напряжения E_0 и E_c соответственно, а в анодной цепи протекает постоянный ток I_0 (постоянная составляющая анодного тока). Указанные напряжения и ток показаны на рис. 4.81.

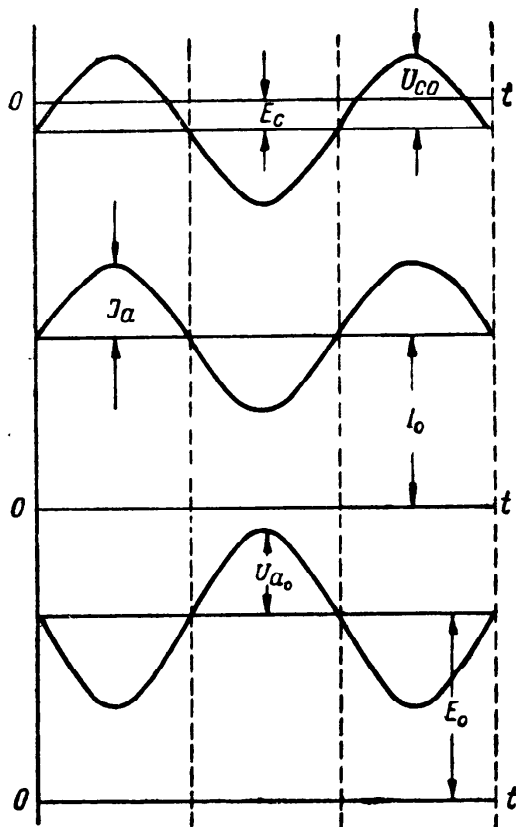


Рис. 4.81

Теперь положим, что генератор Γ начал работать и, следовательно, его переменное напряжение с амплитудным значением U_{c0} будет накладываться на постоянное напряжение смещения E_c ; характер изменения сеточного напряжения будет таким, как это показано на первой (верхней) кривой рис. 4.81.

Появление переменного сеточного напряжения вызовет соответствующие изменения силы анодного тока, в результате которых на постоянный ток I_0 наложится переменная составляющая с амплитудой I_a . Эта переменная составляющая будет совпадать по фазе с переменным сеточным напряжением, и характер изменения анодного тока будет отвечать второй (средней) кривой рис. 4.81.

Полагая, что колебательный контур LC точно настроен на частоту задающего генератора Γ и, следовательно, представляет для тока этой частоты активное сопротивление Z_α , получаем амплитуду переменного напряжения на нагрузке $U_{a0} = I_a Z_\alpha$. Это переменное напряжение так же, как и в самовозбуждающемся генераторе, оказывается в противофазе переменному

сеточному напряжению (лампа, как известно, «поворачивает» фазу на 180°). В соответствии с этим, изменение напряжения на аноде лампы будет соответствовать третьей (нижней) кривой рис. 4.81.

В процессе последующих рассуждений нас будут интересовать не только фазовые соотношения между переменными сеточным и анодным напряжениями, но также и некоторые количественные соотношения. Вследствие этого вычертим отдельно (рис. 4.82) диаграмму изменения сеточного и анодного напряжений за один период колебания. Этот рисунок, взятый непосредственно из рис. 4.81, не нуждается в пояснении; единственно на что следует обратить внимание, это минимальное анодное напряжение $U_{a \text{ мин}}$, равное $E_0 - U_{a0}$, и максимальное сеточное напряжение $U_{c \text{ макс}} = U_{c0} - E_c$. Соотношение между этими напряжениями, как это будет видно в дальнейшем, имеет существенное влияние на работу лампового генератора независимого возбуждения.

Введём некоторые определения: если между указанными напряжениями существует неравенство $U_{a \text{ мин}} > U_{c \text{ макс}}$, то такой режим генератора носит название недонапряжённого; при обратном знаке неравенства: $U_{a \text{ мин}} < U_{c \text{ макс}}$ режим называют перенапряжённым и, наконец, при равенстве $U_{a \text{ мин}} = U_{c \text{ макс}}$ режим генератора называется критическим.

Отметим ещё два понятия, необходимых нам в дальнейшем:

а) коэффициент использования анодного напряжения

$$\xi = \frac{U_{a0}}{E_0}; \quad (4.81)$$

б) коэффициент формы анодного тока

$$\gamma = \frac{I_a}{I_0}. \quad (4.82)$$

При колебаниях с отсечкой анодного тока в последней формуле значение I_a должно быть заменено амплитудой первой гармоники анодного тока I_{a1} .

Ламповый генератор, как вообще любой генератор, является преобразователем энергии. В ламповом генераторе происходит преобразование энергии постоянного тока (источника, питающего анодную цепь лампы) в энергию переменного тока (в колебательном контуре).

Мощность, развиваемая в колебательном контуре P_1 , определится произведением эффективных значений переменных слагающих анодного напряжения и тока или, что безразлично, полупроизведением их амплитудных значений

$$P_1 = \frac{I_a U_{a0}}{2}. \quad (4.83)$$

При колебаниях с отсечкой, как уже отмечалось, I_a должно быть заменено I_{a1} :

$$P_1 = \frac{I_{a1}U_{a0}}{2}.$$

Что касается мощности, потребляемой генератором в анодной цепи (где происходит преобразование энергии), то она равна произведению постоянных слагающих анодного тока и напряжения

$$P_0 = I_0 E_0. \quad (4.84)$$

Наконец, коэффициент полезного действия лампового генератора η

$$\eta = \frac{P_1}{P_0}. \quad (4.85)$$

Наибольший интерес в дальнейшем изложении будут представлять ф-лы (4.83) и (4.85), которым для большей наглядности следует придать такой вид:

$$P_1 = 0,5 \gamma \xi P_0, \quad (4.86)$$

$$\eta = 0,5 \gamma \xi. \quad (4.87)$$

Последние выражения получаются как результат подстановки ф-л (4.81), (4.82) и (4.84) в ф-лы (4.83) и (4.85).

Рассмотрим, пользуясь полученными выражениями для P_1 и η , энергетические соотношения для лампового генератора независимого возбуждения при его работе без отсечки анодного тока. Из анализа рис. 4.81 и 4.82 при учёте того, что работа без отсечки происходит в пределах прямолинейного участка характеристики анодного тока и при значительно недонапряжённом режиме, вытекают следующие неравенства:

$$\gamma < 1 \text{ и } \xi < 1.$$

При написанных неравенствах, как это видно из ф-л (4.86) и (4.87), кпд оказывается менее 50%, а колебательная мощность генератора также менее 50% потребляемой мощности P_0 . Столь малые величины колебательной мощности и кпд значительно сузили область

применения лампового генератора, работающего без отсечки анодного тока и в недонапряжённом режиме.

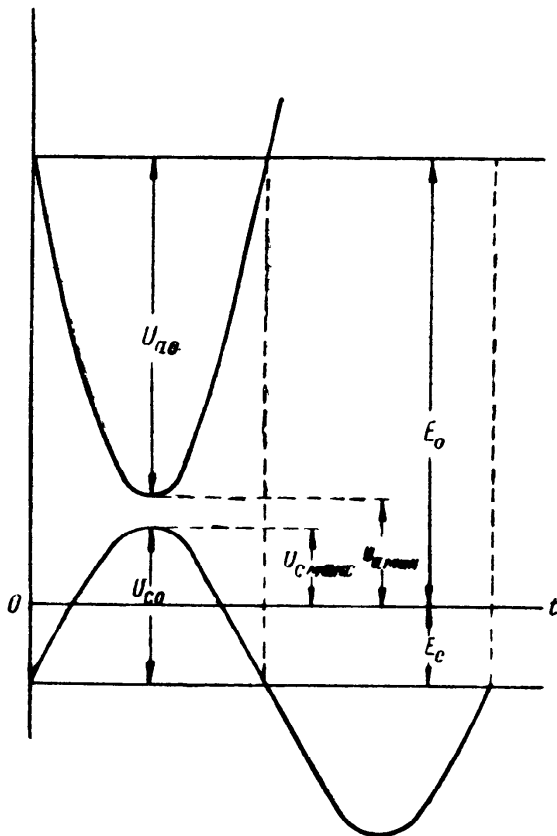


Рис. 4.82

Обращаясь вновь к ф-лам (4.86) и (4.87), мы видим, что улучшение работы лампового генератора как преобразователя энергии требует существенного повышения численных значений величин γ и ξ . Первое достигается переходом к работе генератора с отсечкой анодного тока, а второе — использованием перенапряжённого режима.

Перейдём к рассмотрению этих положений. Перевод лампового генератора в режим работы с отсечкой анодного тока достигается путём переноса рабочей точки с середины характеристики анодного тока лампы (как это требовалось при работе без отсечки) на её нижний сгиб (класс В), или даже левее этого сгиба (класс С). В первом случае анодный ток лампы будет иметь характер импульсов длительностью в половину периода (рис. 4.83), а во втором — длительность импульса будет менее половины периода; так, на рис. 4.84 показаны импульсы анодного тока длительностью в $1/3$ периода.

Учитывая, что под углом отсечки анодного тока понимается «доля периода, выраженная в градусной мере, заключённая между осью симметрии импульса и моментом прекращения анодного тока», приходим к выводу, что рис. 4.83 показывает характер изменения импульсов анодного тока при работе с отсечкой $\Theta = 90^\circ$; соответственно рис. 4.84 относится к режиму работы с отсечкой $\Theta = 60^\circ$.

При работе лампового генератора с отсечкой анодного тока получение значений постоянной слагающей анодного тока I_0 и его первой гармоники I_1 требует разложения импульсов анодного тока в ряд Фурье.

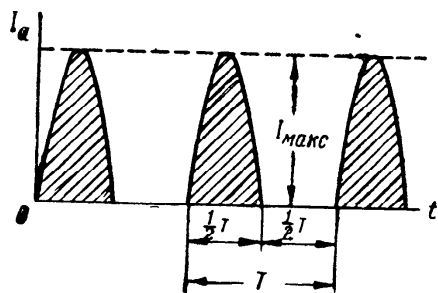


Рис. 4.83

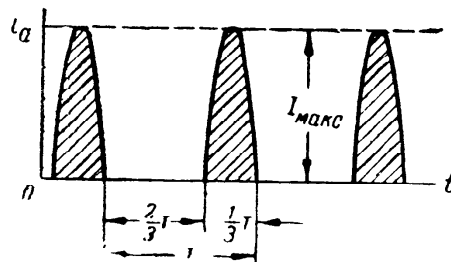


Рис. 4.84

Для остrokонечного или косинусоидального импульса (рис. 4.83 и 4.84) это разложение легко произвести аналитически и получить отношения первой гармоники анодного тока I_1 и его постоянной составляющей I_0 к максимальному значению $I_{\text{макс}}$ в функции угла отсечки Θ . Эти отношения $\alpha_1 = \frac{I_1}{I_{\text{макс}}}$ и $\alpha_0 = \frac{I_0}{I_{\text{макс}}}$ показаны на рис. 4.85.

Учитывая, что отношение коэффициентов α_1 и α_0 равно коэффициенту формы анодного тока $\gamma = \frac{\alpha_1}{\alpha_0}$, легко по цифровым

данным рис. 4.85 построить зависимость γ в функции угла отсечки анодного тока Θ (рис. 4.86). Из этого рисунка следует, что коэффициент γ для остроконечного (косинусоидального) импульса, как правило, больше единицы и равен ей только при $\Theta = 180^\circ$. Так, например, при $\Theta = 90^\circ$ (рис. 4.83) $\gamma = 1,57$, а для $\Theta = 60^\circ$ (рис. 4.84) $\gamma = 1,84$.

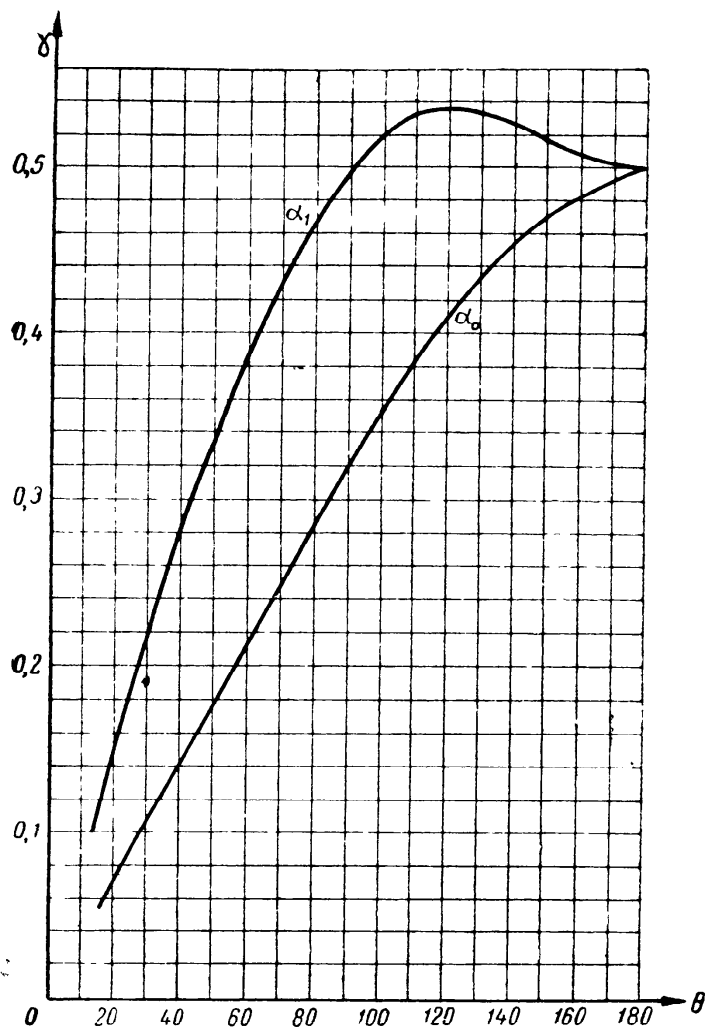


Рис. 4.85

0,8 ÷ 0,9). Для повышения численного значения ξ необходимо перейти к работе в перенапряжённом (рис. 4.87) или сильно перенапряжённом (рис. 4.88) режиме.

Рассмотрение рис. 4.87 и 4.88 показывает, что перевод лампового генератора в перенапряжённый режим сопровождается уплощением импульса анодного тока и появлением в нём впадины (рис. 4.87). Дальнейшее повышение напряжённости режима приводит к углублению впадины до нуля, а следовательно, к расщеплению косинусоидального импульса анодного тока (рис. 4.88).

Уплощение импульса анодного тока — появление верхней отсечки анодного тока, даже при отсутствии впадины (так на-

Таким образом, при работе лампового генератора с отсечкой анодного тока возможно получить более высокие значения колебательной мощности P_1 и КПД η , нежели при работе без отсечки.

Перейдём далее к рассмотрению перенапряжённого режима работы лампового генератора. Косинусоидальные импульсы (рис. 4.83 и 4.84) так же, как и изменения анодного тока при работе генератора без отсечки (рис. 4.81), были построены в предположении работы лампового генератора в недонапряжённом или в предельном случае в критическом режиме (рис. 4.82). В этих случаях коэффициент использования анодного напряжения ξ меньше единицы (порядка

зывается усечённый импульс — рис. 4.89) приводит к уменьшению коэффициента γ . Значение этого коэффициента зависит как от нижнего угла отсечки Θ (рис. 4.89), так и от верхнего угла отсечки Ψ и, следовательно, зависимость коэффициента γ от этих отсечек представится семейством кривых. В целях упрощения рассмотрим экстремальный случай усечённого импульса —

прямоугольный импульс (рис. 4.90). В усечённом импульсе верхний угол отсечки Ψ всегда меньше нижнего Θ ; в прямоугольном же импульсе эти углы равны, а поэтому зависимость $\gamma = f(\Theta)$ в данном случае представится всего лишь одной кривой (рис. 4.91). Из этого рисунка следует, что величина

γ для прямоугольного импульса при $\Theta = 90^\circ$ равна 1,28, а при $\Theta = 60^\circ$ равна 1,6.

Вспомним, что при этих углах отсечки анодного тока косинусоидальный (остроконечный) импульс (рис. 4.83 и 4.84) даёт значения этого коэффициента соответственно равными 1,57 и 1,84. Переход к расщеплённому им-

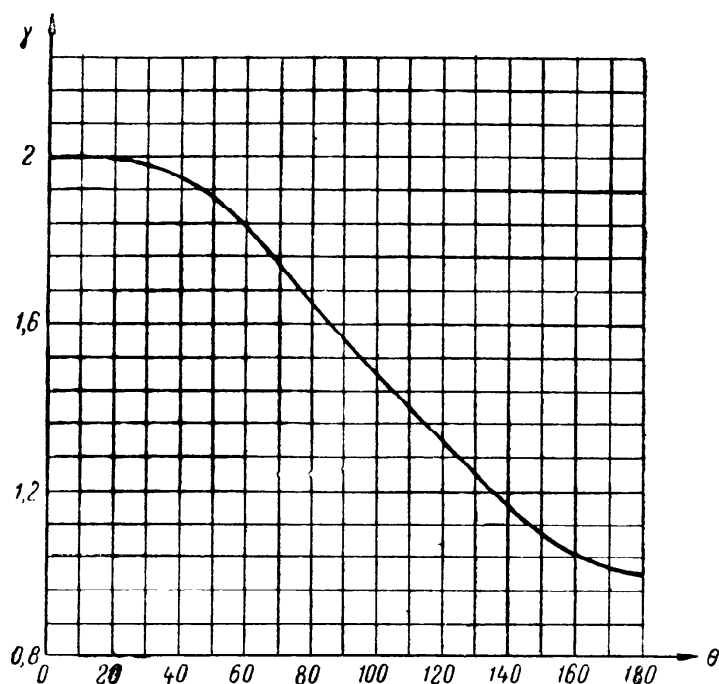


Рис. 4.86

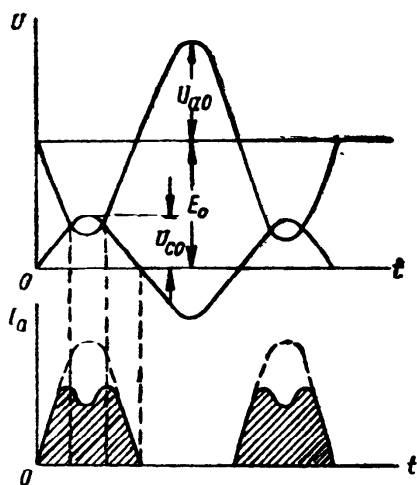


Рис. 4.87

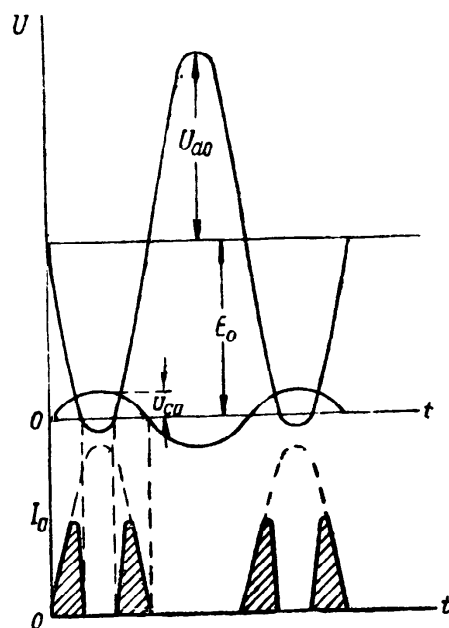


Рис. 4.88

пульсу, как показывает его гармонический анализ, вызывает дальнейшее уменьшение коэффициента γ . Так, например, для

косинусоидального импульса анодного тока при нижнем угле отсечки $\Theta = 90^\circ$ и при наличии впадины, разделяющей расщеплённый симметричный импульс на угол 60° , коэффициент γ принимает значение 1,32 вместо 1,57 для правильного (без усе-

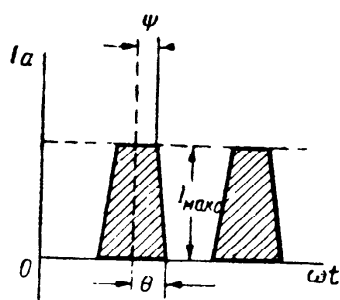


Рис. 4.89

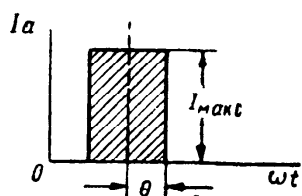


Рис. 4.90

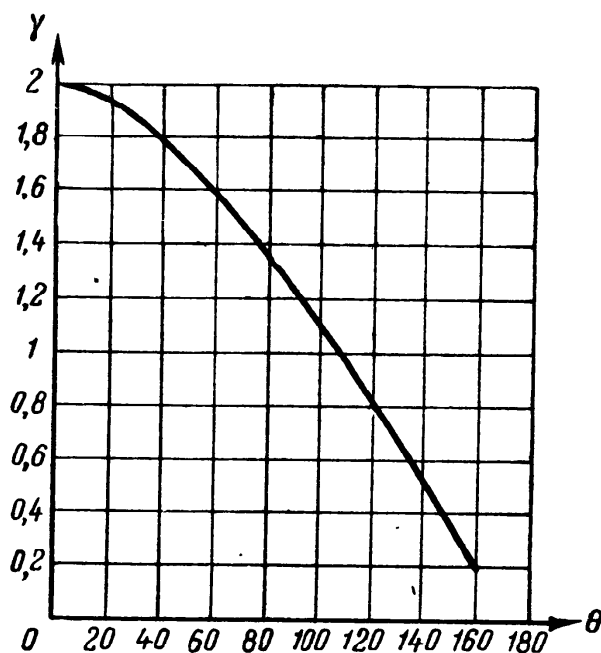


Рис. 4.91

чения и впадины) косинусоидального импульса. Увеличение расстояния между симметричными частями расщеплённого импульса (увеличении ширины впадины в импульсе анодного тока) приводит всё к меньшим значениям коэффициента γ .

Это и понятно, поскольку, по мере увеличения ширины впадины, расщеплённый косинусоидальный импульс (при нижнем угле отсечки $\Theta = 90^\circ$) стремится к превращению в два кратковременных импульса, отстоящих один от другого на расстоянии, приближающемся к половине периода (180°). Как известно, в предельном случае, т. е. при расстоянии между импульсами, равном точно половине периода (180°), первая гармоника разложения обращается в нуль.

Изложенное показывает, что получение высоких значений коэффициента использования анодного напряжения ξ путём перехода к перенапряжённому и особенно сильно перенапряжённому режимам работы лампового генератора приводит к уменьшению значения коэффициента γ .

Взаимобратное влияние перенапряжённого режима на значения коэффициентов ξ и γ приводит к тому, что перевод лампового генератора в перенапряжённый режим не вызывает желаемого увеличения колебательной мощности P_1 и кпд η , а при работе расщеплённым импульсом со значительным интервалом между его симметричными половинами — даже к понижению этих величин.

Вследствие этого перенапряжённый режим рассматривался ранее как совершенно неудовлетворительный и первые ламповые передатчики, как правило, работали при невысоких значениях ξ , отвечающих критическому режиму.

Стремление к повышению колебательной мощности и КПД лампового передатчика вновь привлекло внимание к перенапряжённому режиму; начались поиски методов борьбы с недостатками, присущими перенапряжённому режиму.

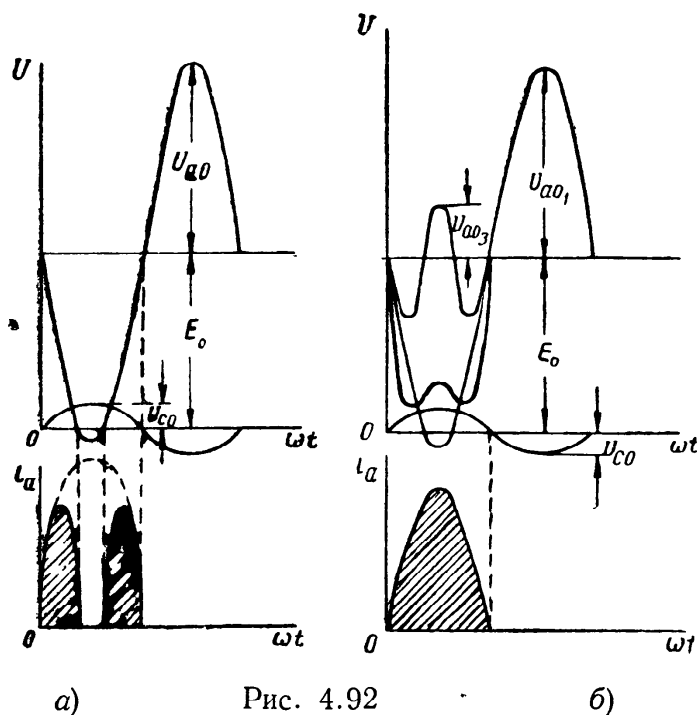
В первую очередь было обращено внимание на форму кривой переменного анодного напряжения; так, уже в 1936 г. было предложено применение дополнительного колебательного контура, настроенного на третью гармонику и включённого последовательно с контуром, настроенным на основную (первую) гармонику лампового генератора¹⁾.

При таком включении и при надлежащем фазовом соотношении между первой и третьей гармониками анодного напряжения появляется возможность уплощения результирующей кривой переменного анодного напряжения, а следовательно, и устранения расщепления импульса анодного тока.

На рис. 4.92 показан процесс уплощения кривой переменного анодного напряжения. Положим, что режим работы генератора выбран так, как это показано на рис. 4.92а. В этом случае, при отсутствии дополнительного контура, так же, как это было показано на рис. 4.88, происходит расщепление косинусоидального импульса анодного тока.

Совершенно иная картина получается при наличии в анодной цепи генератора допол-

нительного контура, настроенного на третью гармонику. В этом случае (рис. 4.92б) переменное анодное напряжение складывается из двух напряжений: напряжения первой гармоники U_{a01} , и напряжения третьей гармоники U_{a03} . Если фаза напряжения третьей гармоники установлена так, как это показано на



¹⁾ И. Н. Фомичев. Способ компенсации верхнего загиба модуляционной характеристики модулируемого генератора высокочастотных колебаний. Авторское свидетельство № 51945 по классу 24a⁴, 8₀₁.

рис. 4.92б, то кривая результирующего переменного напряжения на аноде будет представлена жирной кривой этого рисунка.

Из рис. 4.92 отчетливо видно, что, несмотря на то, что $\xi > 1$, остаточное анодное напряжение во всё время прохождения импульса анодного тока остаётся выше максимального сеточного напряжения. Вследствие этого не только исчезает впадина в импульсе анодного тока, но он может даже превратиться в обычный косинусоидальный импульс, отвечающий недонапряжённому режиму. Итак, введение в анодную цепь лампового генератора дополнительного напряжения тройной частоты позволяет при правильной фазе последнего получить при $U_{a01} > E_0$ или, иначе, при $\xi > 1$ условия работы, отвечающие критическому или даже несколько недонапряжённому режиму. При работе генератора в диапазоне частот необходимо одновременно с перестройкой основного контура перестраивать и контур, настроенный на третью гармонику. Вследствие этого данный метод борьбы с недостатками перенапряжённого режима нашёл применение только на радиостанциях, работающих одной частотой (длиной волны), например на радиовещательных станциях.

Для работы в диапазоне частот и особенно при коротких волнах надо было искать другой метод решения этой задачи.

Всё изложенное выше в отношении работы лампового генератора независимого возбуждения относилось к случаю нагрузки его анодной цепи активным сопротивлением точно настроенного колебательного контура или системы контуров.

Настройка анодного контура усилителя мощности на частоту поступающего на его сетку переменного напряжения производится, как известно, по минимальному показанию измерителя величины анодного тока. В правильно настроенном и отрегулированном усилителе мощности минимальное значение анодного тока совпадает с максимальной величиной колебательного тока контура. Однако технический персонал, обслуживающий коротковолновые радиопередатчики, часто наблюдал случаи несоответствия указанных выше минимума и максимума; это несоответствие обычно рассматривалось как недостаток конструкции или неудовлетворительная настройка радиопередатчика: считалось, что смещение между минимумом анодного и максимумом колебательного токов происходит вследствие «просачивания» через паразитные ёмкостные и другие связи колебательной мощности от предшествующей ступени передатчика в контур усилителя мощности.

Эти неправильные объяснения и оценки перенапряжённого режима работы лампового генератора при наличии комплексной нагрузки в его анодной цепи (несколько расстроенного в сторону более высоких частот контура) явились результатом отсутствия в то время теоретических работ, посвящённых анализу такого режима лампового генератора.

Первой теоретической работой, посвящённой анализу этого режима лампового генератора, является кандидатская диссертация М. Г. Марголина «Анализ лампового генератора, как генератора тока» (МЭИС, 1946 г.). Эта работа так же, как и последующие других авторов, опубликованные в журналах «Радиотехника» и «Электросвязь», позволили получить достаточно ясную и полную картину явлений, происходящих в ламповом генераторе независимого возбуждения при наличии комплексной нагрузки в его анодной цепи.

Было, в частности, установлено, что в данном случае переход к сильно перенапряжённому режиму ($\xi > 1$) также сопровождается расщеплением импульса анодного тока; но это расщепление не приводит к появлению двух симметричных импульсов, как это имело место при активном характере анодной нагрузки лампового генератора (при точно настроенном колебательном контуре — рис. 4.88), а вызывает появление двух несимметричных импульсов, отличающихся как своими максимальными значениями, так и продолжительностью.

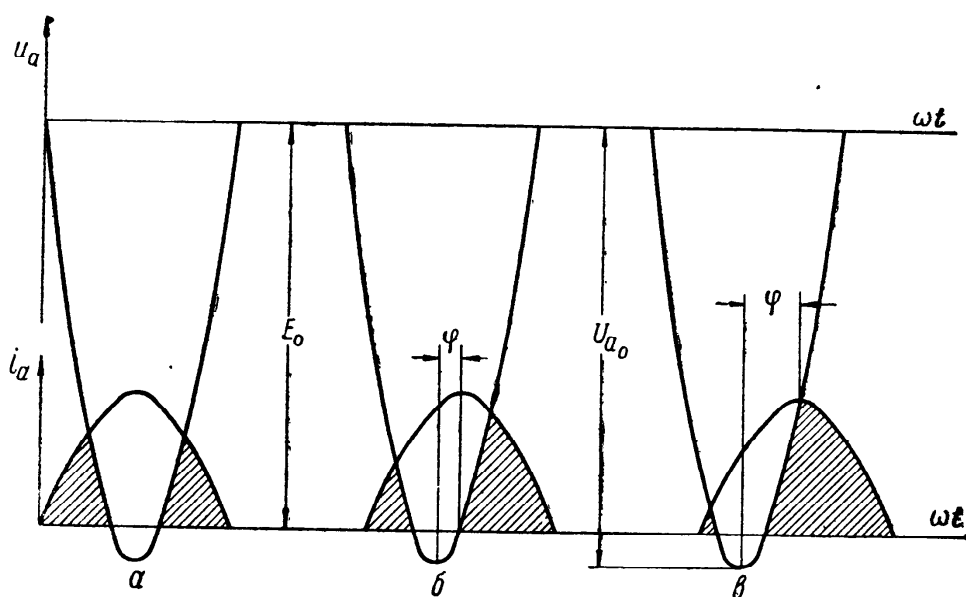


Рис. 4.93

На рис. 4.93 показан процесс формирования несимметричных импульсов. Так, на рис. 4.93а изображены симметричные импульсы анодного тока, отвечающие активной нагрузке лампового генератора; в этом случае переменные напряжения на аноде U_{a0} и сетке U_{c0} сдвинуты точно на 180° и характер расщеплённых импульсов анодного тока так же, как и на рис. 4.88, соответствует разности синусоид переменных анодного и сеточного напряжений.

При расстройке анодного контура усилителя мощности относительно частоты поступающего на его сетку переменного напряжения переменные напряжения U_{a0} и U_{c0} не будут точно

в противофазе, а окажутся смещёнными относительно своего противофазного положения на некоторый угол φ , зависящий от степени расстройки анодного контура.

Полагая, как и раньше (рис. 4.88 и 4.93), что импульс анодного тока находится в фазе с переменным сеточным напряжением, получаем расщеплённый импульс анодного тока с несимметричной впадиной.

На рис. 4.93 б и в показаны несимметричные импульсы анодного тока, отвечающие фазовому сдвигу между максимумом переменного сеточного напряжения и минимумом переменного анодного напряжения, равным соответственно $\varphi = 20^\circ$ (рис. 4.93б) и $\varphi = 45^\circ$ (рис. 4.93в).

Из рассмотрения рис. 4.93б и в следует, что при переходе от активной анодной нагрузки сильно перенапряжённого лампового генератора к комплексной симметричные расщеплённые импульсы анодного тока (рис. 4.93в) превращаются в несимметричные (рис. 4.93 б и в); при этом необходимо отметить, что степень несимметрии (различие в длительности и максимальном значении отдельных частей расщеплённого импульса) растёт по мере увеличения угла φ , зависящего от степени расстройки анодного контура усилителя мощности.

Гармонический анализ несимметричных импульсов, проведённый в цитированной ранее диссертации М. Г. Марголина, а также в работах Е. П. Хмельницкого¹⁾, С. И. Евтянова²⁾ и Т. Г. Хвиливицкого³⁾, показал, что величина коэффициента формы анодного тока γ при его несимметричных импульсах значительно выше, нежели при симметричных импульсах, и приближается к значениям, соответствующим нерасщеплённому косинусоидальному импульсу.

На рис. 4.94 приведена зависимость коэффициента γ от угла сдвига между переменными напряжениями анода U_{a0} и сетки U_{c0} по отношению к их противофазному положению ($\varphi = 0$ при точно противофазном положении этих напряжений).

Из этого графика, вычисленного и любезно предоставленного мне М. Г. Марголиным, следует, что при активном характере сопротивления анодной нагрузки лампового генератора ($\varphi = 0$) значение коэффициента формы анодного тока γ меньше единицы (0,84). Это и понятно, поскольку в данном случае импульс анодного тока расщепляется на две симметричные части, разде-

¹⁾ Е. П. Хмельницкий. «Об одном способе значительного повышения колебательной мощности и кпд генератора, работающего в перенапряжённом режиме». «Радиотехника» № 8, 1955.

²⁾ С. И. Евтянов. «Гармонический анализ несимметричных импульсов». «Электросвязь» № 4, 1956.

³⁾ Т. Г. Хвиливицкий. «О расчёте лампового генератора, работающего в перенапряжённом режиме на расстроенную нагрузку». «Радиотехника» № 4, 1953.

лѣнные интервалом в 90° : здесь отчётливо проявляются отрицательные стороны сильно перенапряжённого режима лампового генератора при активном характере его анодной нагрузки. Заметим попутно, что до перехода в сильно перенапряжённый режим, т. е. при работе генератора косинусоидальным импульсом анодного тока при $\theta = 90^\circ$ (рис. 4.86), значение коэффициента γ было равно 1,57.

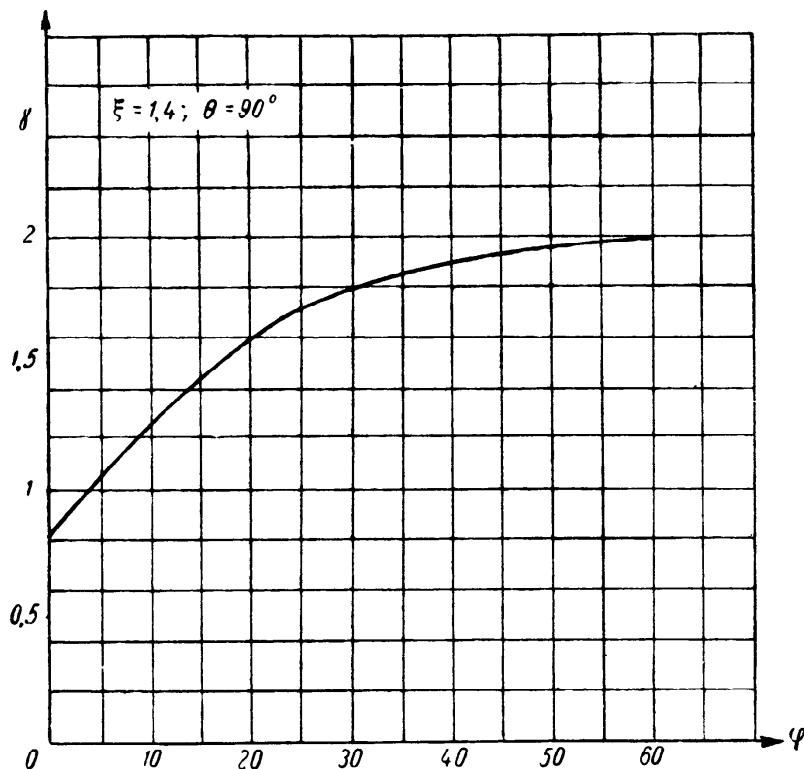


Рис. 4.94

Из рис. 4.94 также следует, что такое значение коэффициента γ может быть получено и в сильном перенапряжённом режиме, но при условии замены активной нагрузки анодной цепи (точно настроенного контура) на комплексную (расстроенный контур), обеспечивающую фазовый сдвиг между переменными сеточным и анодным напряжениями равным приблизительно 25° . Этим полностью выявляются положительные факторы, сопутствующие работе лампового генератора в сильно перенапряжённом режиме при несимметричном импульсе анодного тока.

Таким образом, теоретические исследования показали, что сильно перенапряжённый режим лампового генератора (усилителя мощности) при комплексном характере нагрузки в его анодной цепи одновременно с большими значениями ξ позволяет получить и значительные величины коэффициента γ .

Одновременное увеличение ξ и γ должно привести на основании ф-л (4.86) и (4.87) к повышению как колебательной мощ-

ности P_1 , так и кпд η . Следует отметить, что использование ф-л (4.86) и (4.87) в данном случае (при комплексном сопротивлении анодной нагрузки генератора) требует учёта фазового сдвига φ_a между переменной составляющей анодного напряжения U_{a0} и первой гармоникой анодного тока I_1 . В этом случае колебательная мощность P_1 будет, очевидно, равна произведению эффективных значений переменной слагающей анодного напряжения и первой гармоники анодного тока на косинус угла сдвига фаз между ними

$$P_1 = \frac{U_{a0} I_1}{2} \cos \varphi_a.$$

В соответствии с этим ф-лы (4.86) и (4.87) принимают следующий вид:

$$P_1 = 0,5\gamma\xi \cos \varphi_a P_0,$$

$$\eta = 0,5\gamma\xi \cos \varphi_a.$$

Поскольку $\cos \varphi < 1$, то это означает, что переход к комплексному характеру сопротивления анодной нагрузки лампового генератора должен вызвать понижение как P_1 , так и η .

Однако отмеченное ранее резкое повышение γ и особенно ξ при работе лампового генератора в сильно перенапряжённом режиме при комплексной анодной нагрузке существенно превалирует над снижением величин P_1 и η за счёт появления фазового сдвига между U_{a0} и I_1 .

Практика полностью подтвердила эти выводы теории. Так, например, в цитированной выше статье Е. П. Хмельницкого приводятся следующие цифры произведённых им измерений: если при активной нагрузке ламп выходной ступени передатчика последний развивал колебательную мощность $P_1 = 102,2$ кВт при кпд $\eta = 75,8\%$, то при замене активной нагрузки комплексной эти величины возросли соответственно до $P_1 = 132,4$ кВт и $\eta = 88,2\%$.

Эти убедительные цифры не только полностью подтверждают правильность теории работы лампового генератора в сильно перенапряжённом режиме при комплексной нагрузке его анодной цепи, но и представляют большой практический интерес.

В самом деле, повышение P_1 и η в данном случае достигнуто не путём реконструкции или хотя бы схемных изменений оконечной ступени передатчика, а всего лишь небольшим отклонением от обычного метода настройки по минимуму постоянной составляющей анодного тока.

Опыт показал, что расстройку колебательного контура (нагрузки) надлежит производить в сторону повышения его частоты; это достигается, в зависимости от способа настройки, небольшим уменьшением либо ёмкости, либо индуктивности

контура; расстройка контура в сторону понижения его частоты приводит не к увеличению P_1 и η , а к их уменьшению.

Теоретический анализ, проделанный в цитированных работах, показал, что в данном случае имеет место так называемое «благоприятное» и «неблагоприятное» влияние высших гармонических переменного анодного напряжения.

Гармонический анализ несимметричного импульса показывает, что при расстройке анодного контура усилителя мощности в сторону повышения частоты фазовые соотношения между высшими гармоническими и переменным анодным напряжением основной частоты (первой гармоники) устанавливаются такими, при которых обеспечивается повышение остаточного анодного напряжения в момент прохождения через лампу основной части несимметричного импульса. При расстройке же анодного контура в сторону понижения его частоты указанные фазовые соотношения изменяются таким образом, что вместо повышения остаточного анодного напряжения происходит его понижение.

Повышение остаточного анодного напряжения, снижая степень перенапряжённости режима генератора, позволяет повысить величину тока в импульсе и этим обеспечить при высоком значении коэффициента использования анодного напряжения ξ резкое возрастание колебательной мощности P_1 и кпд η .

Рассмотренные здесь вопросы фазовых соотношений в ламповом генераторе независимого возбуждения являются ещё одним блестящим и убедительным примером тех широких возможностей, которые открываются при глубоком проникновении в природу фазовых соотношений и при правильном их использовании для решения практических задач радиотехники.

Глава 5

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФАЗОВЫХ СДВИГОВ В АНТЕННЫХ И НЕКОТОРЫХ ДРУГИХ УСТРОЙСТВАХ

§ 5.1. Простейшие антенны

Простейшим излучателем является так называемый диполь Герца, который иногда выполняется в виде вертикальной металлической мачты. Антенное устройство такого типа излучает электромагнитную энергию равномерно во всех направлениях — диаграмма направленности вертикального излучателя представляет собой окружность. Антенна с такой диаграммой направленности позволяет обслужить определённую территорию вскруг радиостанции, что важно для целей радиовещания.

Если же ставится задача установить радиосвязь между какими-либо двумя пунктами, то, очевидно, крайне желательно не «разбрасывать» электромагнитную энергию равномерно во всех направлениях, а излучать её в одном направлении — в направлении на корреспондента.

Большое распространение в практике нашёл метод получения направленного излучения путём использования комбинаций диполей, расположенных на определённых расстояниях друг от друга и питаемых токами, находящимися в надлежащих фазовых соотношениях.

Простейшим устройством подобного рода является два диполя 1 и 2 (рис. 5.1а), расположенных на расстоянии d и питаемых токами, сдвинутыми по фазе на угол φ . Законы изменения тока в первом диполе i_1 и соответственно во втором диполе i_2 могут быть представлены очевидными выражениями:

$$i_1 = I_{m1} \cos \omega t,$$
$$i_2 = I_{m2} \cos (\omega t - \varphi).$$

Уравнение диаграммы направленности данной комбинации диполей получают следующим образом: взяв некоторую точку

пространства A , расположенную на достаточно большом расстоянии r от точки B , находящейся в центре линии, соединяющей диполи 1 и 2, определяют в этой точке напряжённость электрического поля, создаваемую диполями. Результирующая напряжённость электрического поля равна геометрической сумме напряжённостей поля, создаваемых каждым диполем. Взаимная ориентировка векторов электрического поля в точке A , обусловленных своим появлением колебаниями тока в диполях 1 и 2, зависит не только от сдвига фаз между токами в диполях, но также и от сдвига фаз, обусловленного разностью хода лучей от диполей до точки A .

Напряжённость электрического поля E и ток в диполе 1 находятся в прямой пропорциональности

$$E = 120\pi \frac{Il}{r\lambda} \sin \theta = KI.$$

Здесь буквой K обозначены постоянные величины

$$K = \frac{120\pi l \sin \theta}{r\lambda}.$$

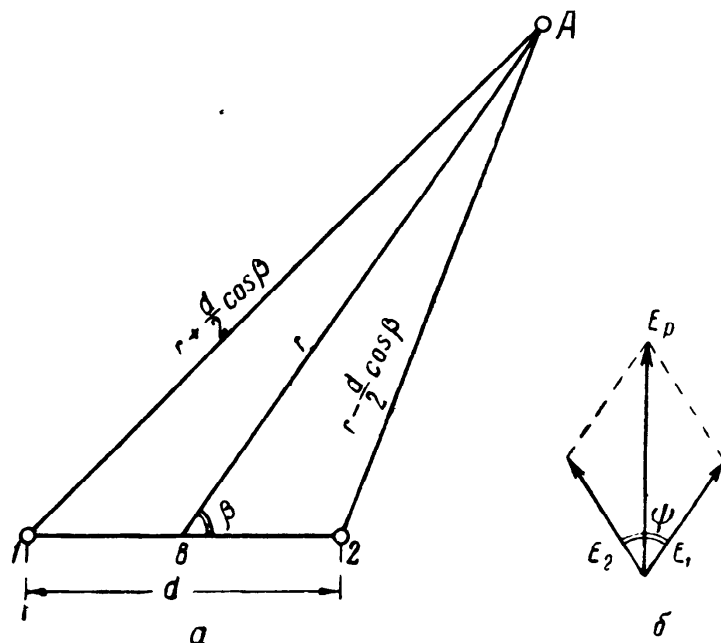


Рис. 5.1

Напомним, что в последней формуле: l — половина длины диполя, λ — длина волны, r — расстояние от центра диполя до точки, в которой определяется напряжённость электрического поля E , и θ — зенитный угол.

Напряжённость электрического поля в точке A , обязанная диполю 1, может быть представлена выражением

$$e_1 = E_{m1} \cos \left[\omega t - \alpha \left(r + \frac{d \cos \beta}{2} \right) \right].$$

Здесь E_{m1} — амплитуда напряжённости электрического поля в точке A , линейно связанная с током в первом диполе; α — постоянная сдвига фазы, равная, как известно, $\frac{2\pi}{\lambda}$; β — угол между линией AB и линией, соединяющей диполи 1 и 2.

Последнее выражение показывает, что напряжённость электрического поля, создаваемая в точке A диполем 1, отстаёт по фазе от тока в этом диполе на угол αl_1 , определяемый постоянной сдвига фазы α и расстоянием от

точки A до диполя 1 , которое, как это следует из рис. 5.1а, равно

$$r + \frac{d}{2} \cos \beta.$$

Напряжённость поля, создаваемая в достаточно удалённой точке A диполем 2 , может быть представлена зависимостью, аналогичной предыдущей формуле,

$$e_2 = E_{m2} \cos \left[\omega t - \varphi - \alpha \left(r - \frac{d \cos \beta}{2} \right) \right].$$

Здесь так же, как и в предыдущей формуле, E_{m2} — амплитуда напряжённости электрического поля в точке A , находящаяся в прямой пропорциональности с током в диполе 2 . Что касается фазы, то таковая определяется, во-первых, фазовым сдвигом между токами в диполях φ и, во-вторых, расстоянием l_2 от точки A до диполя 2 . Это последнее, как видно из рис. 5.1а, равно

$$r - \frac{d}{2} \cos \beta.$$

Таким образом, угол сдвига фаз ψ между векторами напряжённости электрического поля, создаваемого в точке A обоими диполями, будет равен

$$\psi = \left[\omega t - \alpha \left(r + \frac{d \cos \beta}{2} \right) \right] - \left[\omega t - \varphi - \alpha \left(r - \frac{d \cos \beta}{2} \right) \right]$$

и после очевидных преобразований

$$\psi = \varphi - \alpha d \cos \beta. \quad (5.1)$$

Обращаясь вновь к рис. 5.1а и полагая токи в диполях 1 и 2 равными ($I_{m1} = I_{m2} = I$), а значит, равными и напряжённости электрического поля ($E_{m1} = E_{m2} = E$), получаем выражение для вектора результирующей напряжённости электрического поля в точке A (рис. 5.1б)

$$E_p = 2E \cos \frac{\psi}{2} \quad ^1).$$

¹⁾ Эта формула тождественна с ф-лой (1.20), полученной для суммирования двух векторов, равных по величине и сдвинутых по фазе.

В самом деле, пользуясь известным тригонометрическим соотношением

$$\cos \frac{\alpha}{2} = \sqrt{\frac{1 + \cos \alpha}{2}},$$

получаем

$$E_p = 2E \sqrt{\frac{1 + \cos \psi}{2}} = 1,41 E \sqrt{1 + \cos \psi},$$

т. е. приходим к ф-ле (1.20).

Подставляя сюда значение ψ из ур-ния (5.1), имеем

$$E_p = 2E \cos \left(\frac{\varphi}{2} - \frac{\pi d}{\lambda} \cos \beta \right). \quad (5.2)$$

Следовательно, результирующая напряжённость поля действительно зависит не только от сдвига фаз между токами в диполях, но и от сдвига фаз, обусловленного разностью хода лучей.

Проиллюстрируем полученное выражение (5.2) несколькими примерами. В качестве первого примера рассмотрим работу антенного устройства, состоящего из двух диполей, расположенных на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$ и возбуждаемых совпадающими по фазе токами. В данном случае $\varphi = 0$, $d = \frac{\lambda}{2}$ и ф-ла (5.2) принимает следующий вид:

$$E_p = 2E \cos \left(\frac{\pi}{2} \cos \beta \right). \quad (5.3)$$

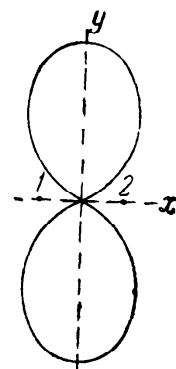


Рис. 5.2

Построенная по этой формуле диаграмма направленности показана на рис. 5.2. Действительно, для данного случая в направлении y угол β равен $\frac{\pi}{2}$ и напряжённость электромагнитного поля излучения имеет максимальное значение. В направлении оси x (линии, соединяющей оси диполей) угол β равен 0° и напряжённость поля $E_p = 0$.

С физической точки зрения картина происходящих в системе явлений может быть представлена следующим образом. В направлении оси y разность хода лучей от диполей 1 и 2 равна нулю, фазовый сдвиг между токами в диполях 1 и 2 также равен нулю и, следовательно, напряжённость поля равна арифметической сумме напряжённостей полей, создаваемых каждым диполем в отдельности (при условии, конечно, что фиксируемые точки находятся на расстоянии, существенно большем расстояния между центрами диполей 1 и 2).

В направлении оси x между лучами, приходящими от диполей, имеется разность хода, равная

$$\gamma = \alpha d,$$

где α — постоянная сдвига фазы, а d — расстояние между диполями.

Учитывая, что $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}$ и $d = \frac{\lambda}{2}$, получаем разность хода лучей равной

$$\gamma = \pi = 180^\circ.$$

Итак, в этом направлении вследствие разности хода лучей в 180° векторы напряжённости поля, создаваемого диполями 1 и 2, оказываются в противофазе и результирующий вектор E_p равен нулю. Это, разумеется, получается при условии, что токи в диполях равны, фазовый сдвиг между ними отсутствует, а расстояние между диполями существенно мало по сравнению с расстоянием от диполей до точки, в которой фиксируется результирующая напряжённость поля E_p .

В направлениях, отличных от рассмотренных выше, разность хода лучей от отдельных диполей лежит в пределах от 0 до 180° , а вектор результирующего поля равен геометрической сумме векторов поля, создаваемых в данном направлении отдельными диполями.

Предположим теперь, что между токами в диполях имеется фазовый сдвиг 180° или π радианов. В данном случае $\varphi = \pi$, $d = \frac{\lambda}{2}$ и ф-ла (5.2) принимает вид

$$E_p = 2E \cos \left[\frac{\pi}{2} (1 - \cos \beta) \right]. \quad (5.4)$$

Диаграмма направленности для данной системы (рис. 5.3) диаметрально противоположна диаграмме, приведённой на рис. 5.2. Для направления y , где угол β равен 90° , значение E_p равно нулю; в направлении x угол β равен 0° и E_p имеет максимальное значение, равное $2E$.

Столь резкое отличие диаграмм направленности синфазной и переменноразной комбинаций двух диполей легко поясняется и с точки зрения физики происходящих явлений. При обеих системах антенн разность хода лучей в направлении y отсутствует. Для синфазной системы это приводит к арифметической сумме напряжённости поля, создаваемого отдельными диполями. В случае переменноразной системы между токами в диполях имеется фазовый сдвиг на 180° , и так

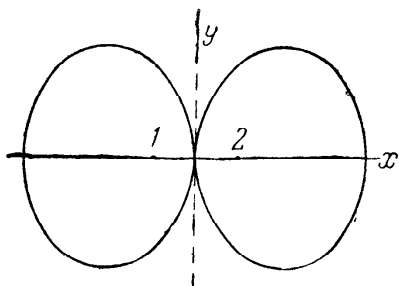


Рис. 5.3

как разность хода лучей отсутствует, то это приводит к противофазному расположению векторов напряжённости поля, создаваемого каждым диполем в отдельности. В результате в направлении y излучение системы отсутствует.

В направлении оси x в обеих системах за счёт разности хода лучей получается фазовый сдвиг в 180° . Для синфазной системы излучения не происходит. В переменноразной системе к фазовому сдвигу 180° , обусловленному разностью хода лучей, добавляется фазовый сдвиг в $\pm 180^\circ$ за счёт соотношений между токами в диполях 1 и 2. Поэтому переменноразная система даёт максимальное излучение в направлении оси x .

Рассмотрим теперь систему диполей, расположенных на расстоянии длины волны и возбуждаемых совпадающими по фазе токами.

Так как в этой системе $\varphi = 0$ и $d = \lambda$, то уравнение (5.2) принимает вид

$$E_p = 2E \cos(\pi \cos \beta). \quad (5.5)$$

Построенная по этой формуле диаграмма направленности системы показана на рис. 5.4. Рассматриваемая система диполей обладает максимумами излучения как в направлении оси y , так и в направлении оси x . Это следует непосредственно из ф-лы (5.5), согласно которой аргумент, заключённый в скобки, при $\beta = 90^\circ$ равен нулю, а при $\beta = 0^\circ$ равен π радианов или 180° , т. е. в обоих случаях (в направлении обеих осей) система обладает максимумами излучения.

Физическая картина получения максимумов излучения в направлении обеих осей рисуется следующим образом. Максимум излучения в направлении оси y обуславливается отсутствием в этом направлении разности хода лучей от диполей, а также отсутствием фазового сдвига между токами в них. Максимум излучения в направлении оси x объясняется тем, что при расстоянии между диполями, равном целой длине волны, фазовый сдвиг за счёт разности хода лучей получается равным

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} d = 2\pi = 360^\circ.$$

При отсутствии фазового сдвига между токами в диполях векторы напряжённости поля, создаваемого в направлении оси x каждым диполем, суммируются арифметически, что и обеспечивает максимум излучения системы и в этом направлении.

Дальнейшее увеличение расстояния между диполями при синфазном их питании приводит к увеличению числа лепестков в диаграмме излучения. Наоборот, уменьшение расстояния между диполями приближает диаграмму излучения к диаграмме излучения одного диполя.

На рис. 5.5 приведена диаграмма излучения системы двух синфазно питаемых диполей при расстоянии между ними $d = 2\lambda$; на рис. 5.6 показана диаграмма излучения той же системы, но при уменьшении расстояния между диполями до $d = 0,25\lambda$.

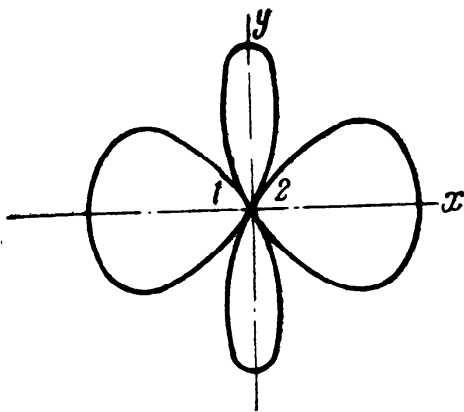


Рис. 5.4

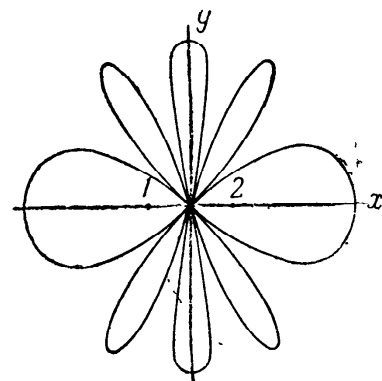


Рис. 5.5

Из рассмотрения диаграмм направленности синфазно питаемых диполей (рис. 5.2; 5.4; 5.5 и 5.6) следует, что наиболее удобной для целей направленного излучения является система, представленная диаграммой рис. 5.2, так как в этой системе направленность излучения выражена резче, нежели в системах, диаграммы которых изображены на рис. 5.4; 5.5 и 5.6. Однако и в случае системы с диаграммой рис. 5.2 второй лепесток излучения является излишним, а при известных условиях даже вредным. Действительно, поскольку требуется установить связь с определённым корреспондентом, желательно сосредоточить всю излучаемую энергию в направлении на корреспондента; наличие же второго лепестка в диаграмме излучения уменьшает количество энергии, излучаемой в направлении корреспондента. Кроме того, обратное излучение, обязанное второму лепестку диаграммы, может привести к так называемому круговому эхо, являющемуся причиной искажений сигналов на месте приёма (у корреспондента).

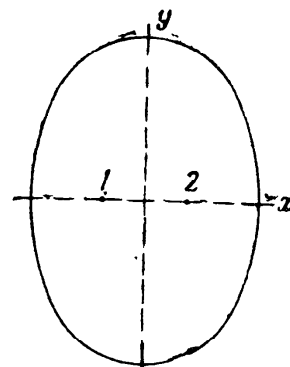


Рис. 5.6

Однонаправленная диаграмма излучения системы двух диполей может быть получена, если в диполях установлены надлежащие фазовые соотношения. Действительно, взяв расстояние между диполями равным $d = \frac{\lambda}{4}$ и сдвинув токи в диполях на угол $\varphi = \frac{\pi}{2}$, получаем следующее уравнение для напряжённости поля

$$E_p = 2E \cos \left[\frac{\pi}{4} (1 - \cos \beta) \right]. \quad (5.6)$$

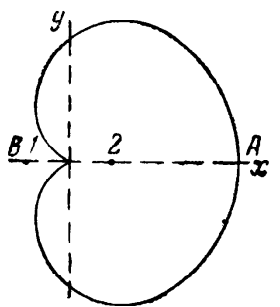


Рис. 5.7

Построенная по этой формуле диаграмма излучения показана на рис. 5.7. Из этого рисунка следует, что вдоль оси x в зависимости от направления угол β равен либо 0° , либо 180° . В первом случае $\cos \beta = 1$ и, следовательно, излучение максимально ($E_p = 2E$); во втором случае (при $\beta = 180^\circ$) $\cos \beta = -1$ и выражение аргумента в квадратных скобках ф-лы (5.6) становится равным $\frac{\pi}{2}$ радиан (90°) и, следовательно, в этом направлении оси x излучение отсутствует.

Вдоль оси y угол β равен либо 90° , либо 270° . В обоих случаях $\cos \beta = 0$ и выражение аргумента в квадратных скобках равно $\frac{\pi}{4}$ радиан или 45° .

Таким образом, излучение вдоль оси y получается одинаковым в обоих направлениях, несколько меньшим, чем в главном направлении: оно равно

$$E_p = 2E \cos 45^\circ = 1,41E.$$

Этому случаю также нетрудно дать объяснение. Положим, что ток в диполе 1 опережает ток в диполе 2 на 90° ; тогда в положительном направлении оси x векторы напряжённости поля, создаваемого диполями, будут суммироваться арифметически. В этом направлении фазовый сдвиг между векторами за счёт разности хода лучей равен

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} d = \frac{\pi}{2} \text{ или } 90^\circ.$$

Однако этот фазовый сдвиг (запаздывание) компенсируется фазовым сдвигом $\frac{\pi}{2}$ радиан или 90° , обусловленным фазовым сдвигом между токами в диполях (опережение). Таким образом, результирующий фазовый сдвиг между приходящими от диполей электрическими колебаниями отсутствует и излучение системы максимально, т. е.

$$E_p = 2E.$$

В отрицательном направлении оси x запаздывание на 90° за счёт разности хода лучей дополняется запаздыванием на 90° , обусловленным отставанием по фазе на 90° тока в диполе 2 по отношению к току в диполе 1. Следовательно, в этом направлении векторы напряжённости поля, создаваемые каждым диполем, оказываются в противофазе, в результате чего излучение равно нулю ($E_p = 0$).

В направлении оси y фазовый сдвиг за счёт разности хода лучей отсутствует и остаётся только фазовый сдвиг, обусловленный сдвигом между токами в диполях, который согласно условию равен 90° . Векторы напряжённости поля, создаваемые диполями вдоль оси y , оказываются в квадратуре, и результирующий вектор равен геометрической сумме векторов, создаваемых каждым диполем в отдельности, т. е.

$$E_p = \sqrt{E^2 + E^2} = 1,41E.$$

Система диполей, показанная на рис. 5.7, является простейшей направленной антенной (диполь 2 называется вибратором, а диполь 1 — рефлектором).

Применяя антенные системы, состоящие из ряда диполей, выполняющих роль вибраторов и рефлекторов, можно получить желаемую диаграмму направленности.

Антенна является обратимым преобразователем энергии электрического тока высокой частоты в энергию электромагнитных волн. Действительно, к передающей антенне подводится энергия токов высокой частоты от радиопередатчика и она преобразует эту энергию в энергию излучаемых электромагнитных волн. Если эту же антенну поместить в поле электромагнитных волн и к её зажимам подключить радиоприёмник, то антенна будет преобразовывать энергию электромагнитных волн в электрическую энергию тока высокой частоты, поступающую далее в радиоприёмник.

Простейшая направленная антенна, состоящая из двух диполей, при подведении к ней электрической энергии тока высокой частоты даёт максимальное излучение в направлении OA и минимальное в направлении OB (рис. 5.7). При использовании этого же устройства в качестве приёмной антенны эта антенна будет лучше всего принимать электромагнитные волны, приходящие в направлении AO , и хуже всего — приходящие в направлении BO .

Таким образом, сложная антенна, состоящая из ряда диполей, может быть использована и практически используется как передающая и, если необходимо, как остронаправленная приёмная антенна.

Заканчивая этим данный параграф, остановимся на методе фазовой компенсации для устранения отражения волн в фидере, нагруженном активным сопротивлением, не равным волновому сопротивлению фидера.

Сущность этого метода сводится к следующему: передвигаясь по фидеру в направлении от нагрузки к генератору, находят некоторую точку на фидере, в которой его входное

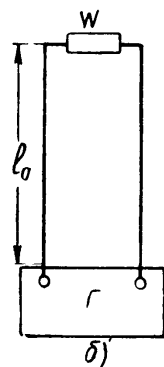
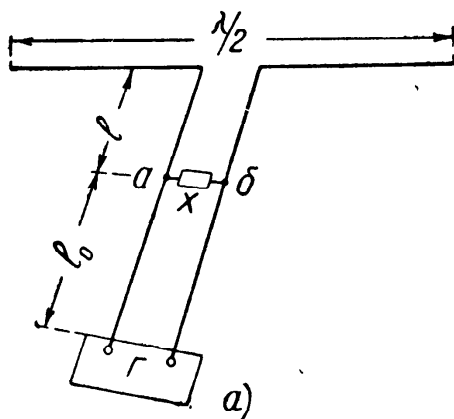


Рис. 5.8

сопротивление имеет активную составляющую, равную волновому сопротивлению фидера; реактивная составляющая входного сопротивления компенсируется противофазным реактивным сопротивлением, подключаемым к данной точке фидера.

На рис. 5.8а показана схема питания простейшей антенны (полуволнового диполя) от генератора Γ посредством двухпроводного фидера. Поскольку входное сопротивление полуволнового диполя равно 73 ом , а волновое сопротивление обычных двухпроводных фидеров колеблется в пределах $400 \div 500 \text{ ом}$, налицо отсутствие согласованности нагрузочного сопротивления с волновым

сопротивлением фидера и, как следствие этой несогласованности, наличие стоячих волн в питающем фидере со всеми вытекающими отсюда следствиями в отношении настройки, КПД и т. п.

Для устранения несогласованности, в соответствии с изложенным выше, находят на фидере точки ab , в которых входное сопротивление отрезка фидера длиной l , нагруженного некоторым активным сопротивлением R , имеет активную составляющую, равную волновому сопротивлению фидера, и некоторую реактивную составляющую. Суммарное сопротивление куска фидера длиной l , нагруженного активным сопротивлением R и противофазным реактивным сопротивлением x , равно волновому сопротивлению фидера W . Таким образом, реальная схема рис. 5.8а может быть заменена эквивалентной (рис. 5.8б), в которой концы фидера длиной l_0 оказываются замкнутыми на активное сопротивление, равное волновому сопротивлению фидера W .

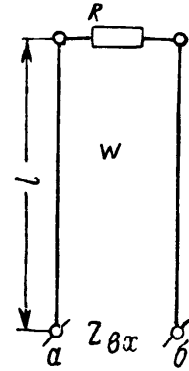


Рис. 5.9

В качестве противофазных реактивных сопротивлений могут быть использованы конденсаторы или катушки (последние более удобны с эксплуатационной точки зрения), а также короткозамкнутые шлейфы (см. далее).

Теперь перейдём к установлению некоторых количественных соотношений, позволяющих произвести расчёт простейшей системы, показанной на рис. 5.8а.

На рис. 5.9 показан кусок фидера длиной l , обладающий волновым сопротивлением W и нагруженный на активное сопротивление R ; требуется найти входное сопротивление этого куска $Z_{вх}$ (сопротивление между точками ab фидера). Напряжение U_2 и ток I_2 в конце линии (на нагрузочном сопротивлении R) связаны с напряжением U_x и током I_x в точке линии, находящейся на расстоянии x от конца линии (при пренебрежении потерями в ней), уравнениями (О.Р., стр. 219):

$$U_x = U_2 \cos \alpha x + i I_2 W \sin \alpha x, \quad (5.7)$$

$$I_x = I_2 \cos \alpha x + i \frac{U_2}{W} \sin \alpha x. \quad (5.8)$$

Здесь W — волновое сопротивление фидера, а α — постоянная сдвига фазы, равная в данном случае (для линии без потерь)

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Принимая во внимание очевидное соотношение между напряжением и током в конце фидера

$$U_2 = I_2 R,$$

находим, пользуясь ур-ниями (5.7) и (5.8), входное сопротивление фидера длиной $x=l$, нагруженного на активное сопротивление R ,

$$Z_{вх} = \frac{I_2 R \cos \alpha l + i I_2 W \sin \alpha l}{I_2 \cos \alpha l + i I_2 \frac{R}{W} \sin \alpha l}.$$

Последнее выражение после очевидных преобразований принимает следующий вид:

$$Z_{вх} = W \frac{R + i W \operatorname{tg} \alpha l}{W + i R \operatorname{tg} \alpha l}.$$

Поскольку компенсирующее протифазное реактивное сопротивление включается параллельно входному сопротивлению фидера в точках ab , при расчётах удобнее оперировать не с сопротивлениями, а с проводимостями.

Таким образом, входная проводимость куска фидера длиной l равна

$$\frac{1}{Z_{вх}} = \frac{1}{W} \cdot \frac{W + i R \operatorname{tg} \alpha l}{R + i W \operatorname{tg} \alpha l}.$$

Освобождаясь от мнимости в знаменателе и отделяя вещественную часть от мнимой, получаем

$$\frac{1}{Z_{вх}} = \frac{1}{W} \left[\frac{RW (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha l)}{R^2 + W^2 \operatorname{tg}^2 \alpha l} + i \frac{(R^2 - W^2) \operatorname{tg} \alpha l}{R^2 + W^2 \operatorname{tg}^2 \alpha l} \right]. \quad (5.9)$$

Располагая вещественной частью входной проводимости, найдём длину фидера l , при которой эта проводимость будет равна $\frac{1}{W}$. Приравняв вещественную часть ф-лы (5.9) величине, обратной волновому сопротивлению $\frac{1}{W}$, имеем

$$\frac{1}{W} \cdot \frac{RW (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha l)}{R^2 + W^2 \operatorname{tg}^2 \alpha l} = \frac{1}{W}.$$

Отсюда, очевидно,

$$RW (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha l) = R^2 + W^2 \operatorname{tg}^2 \alpha l.$$

Продельвая очевидные алгебраические преобразования, приходим к следующему:

$$\operatorname{tg}^2 \alpha l = \frac{R(W - R)}{W(W - R)}$$

или окончательно

$$\operatorname{tg} \alpha l = \sqrt{\frac{R}{W}}. \quad (5.10)$$

Отсюда искомая длина фидера l , при которой этот фидер, нагруженный активным сопротивлением R , будет иметь активную составляющую входной проводимости, равную $\frac{1}{W}$,

$$l = \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{R}{W}}. \quad (5.11)$$

Найдём далее, чему в данном случае будет равна реактивная составляющая входной проводимости.

Обозначив эту составляющую буквой B

$$B = \frac{1}{W} \cdot \frac{(R^2 - W^2) \operatorname{tg} \alpha l}{R^2 + W^2 \operatorname{tg}^2 \alpha l}.$$

и подставляя сюда значение $\operatorname{tg} \alpha l$ из ф-лы (5.10), имеем

$$B = \frac{1}{W} \cdot \frac{(R^2 - W^2) \sqrt{\frac{R}{W}}}{R^2 + WR}.$$

Это последнее выражение после очевидных алгебраических преобразований даёт следующее выражение для реактивной составляющей входной проводимости фидера:

$$iB = i \frac{R - W}{W \sqrt{RW}}. \quad (5.12)$$

Получив по этой формуле величину и характер реактивной составляющей входной проводимости, по обычным формулам реактивного сопротивления конденсатора или катушки находят величины ёмкостей или индуктивностей противофазных компенсирующих сопротивлений, которые должны быть включены между точками ab (рис. 5.8а) фидера для устранения в последнем отражённых волн.

Вместо катушек и конденсаторов, подвешиваемых в определённых точках фидера, можно к этим точкам прикреплять шлейфы, составленные из двухпроводной линии, аналогичной фидеру, в котором устраняется отражение. Эти шлейфы могут быть как короткозамкнутыми на своём конце, так и разомкнутыми (эксплуатационно короткозамкнутые шлейфы удобнее).

Входные сопротивления короткозамкнутого $Z_{кз}$ и разомкнутого $Z_{рз}$ кусков двухпроводной линии (шлейфа) определяются известными формулами:

$$Z_{кз} = iW \operatorname{tg} \alpha x, \quad (5.13)$$

$$Z_{рз} = -iW \operatorname{ctg} \alpha x. \quad (5.14)$$

Здесь W — волновое сопротивление шлейфа; x — его длина и α — постоянная сдвига фазы.

Написанные формулы показывают, что при данном волновом сопротивлении шлейфа W и заданной длине волны λ (эта величина скрыта в постоянной сдвига фазы $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}$) можно, изменяя длину шлейфа x , подобрать необходимую как по величине, так и по характеру (индуктивность или ёмкость) входную проводимость шлейфа и использовать таковую в качестве противофазного реактивного сопротивления для устранения отражения, вызванного несогласованностью нагрузки и волнового сопротивления фидера.

Для пояснения изложенного сделаем численный пример. Положим, имеется полуволновый диполь, питаемый двухпроводным фидером (рис. 5.8а). Известны следующие данные: длина полуволнового диполя равна 12,5 м; рабочая длина волны $\lambda = 25$ м; двухпроводный фидер составлен из медных проводов диаметром 2 мм (радиус провода $r = 1$ мм), расположенных на расстоянии $d = 100$ мм.

Полуволновый диполь при питании его в центре при помощи фидера представляет для последнего, как известно, активную нагрузку, равную 73 ом. Таким образом, эквивалентная схема для расчёта представляет собой двухпроводный фидер указанных выше размеров, концы которого замкнуты на активное сопротивление $R = 73$ ом.

В первую очередь найдём волновое сопротивление W фидера. По известной формуле (О. Р., стр. 199)

$$W = 276 \lg \frac{d}{r},$$

где d — расстояние между проводами и r — радиус проводов двухпроводного фидера, находим величину W :

$$W = 276 \lg \frac{100}{1} \approx 550 \text{ ом.}$$

Отсюда необходимая для дальнейших расчётов величина

$$\sqrt{\frac{R}{W}} = \sqrt{\frac{73}{550}} = 0,363.$$

Пользуясь ф-лой (5.11), находим длину фидера l в направлении от нагрузки к генератору и тем самым точки фидера, в которых должно быть включено противофазное компенсирующее реактивное сопротивление,

$$l = \frac{\lambda}{2\pi} \arctg \sqrt{\frac{R}{W}} = \frac{25}{360^\circ} \arctg 0,363 = \frac{25 \cdot 20^\circ}{360^\circ} \approx 1,4 \text{ м.}$$

Величина, обратная входной реактивной проводимости B , в данной точке фидера по ф-ле (5.12) равна

$$\frac{1}{iB} = -i \frac{550 \sqrt{73 \cdot 550}}{73 - 550} \approx i 231 \text{ ом.}$$

Следовательно, противофазное компенсирующее реактивное сопротивление должно быть ёмкостным и иметь величину 231 ом при длине волны $\lambda = 25 \text{ м}$.

Отправляясь от известной формулы ёмкостного сопротивления (О. Р., стр. 87)

$$x_C = 475 \frac{\lambda}{C},$$

где λ — длина волны в метрах и C — ёмкость в сантиметрах, получаем ёмкость конденсатора, который должен быть включён в данных точках фидера (на расстоянии 1,4 м от конца фидера) для устранения несогласованности нагрузки R с волновым сопротивлением фидера

$$C = \frac{475 \cdot 25}{231} \approx 51 \text{ см.}$$

Использование конденсатора (особенно переменной ёмкости) встречает ряд существенных возражений с точки зрения удобства эксплуатации; вследствие этого рассмотрим возможность замены конденсатора, используемого в качестве компенсирующего противофазного сопротивления, катушкой.

Обращаясь к графику входного реактивного сопротивления короткозамкнутой двухпроводной линии без потерь (рис. 5.10), к которой с известным приближением (так как $R \ll W$) может быть приведён рассматриваемый в данном примере фидер, мы видим, что на расстоянии $l = 1,4 \text{ м}$ от конца линии (или на расстоянии в 20 электрических градусов) необходимо включить ёмкостное противофазное сопротивление (равное 231 ом). Из этого же графика следует, что на расстоянии в $180^\circ - \alpha l$ электрических градусов входная проводимость фидера имеет знак, обратный тому, который был на расстоянии $l = 1,4 \text{ м}$ ($\alpha l = 20^\circ$).

Таким образом, на расстоянии от конца фидера, равном 160 электрических градусов ($180^\circ - \alpha l$), для устранения отражения

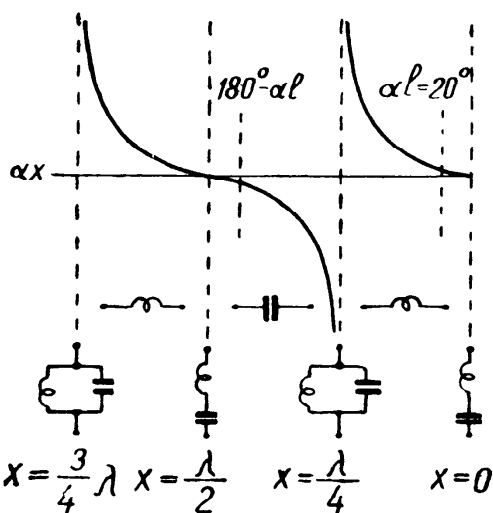


Рис. 5.10

в фидере (для согласования нагрузочного сопротивления R_L с волновым сопротивлением) необходимо в этих точках фидера включить противофазное компенсирующее реактивное сопротивление индуктивного характера (равное 231 ом).

Найдём длину фидера l_1 , соответствующую 160 электрическим градусам,

$$l_1 = \frac{25 \cdot 160^\circ}{360^\circ} \approx 11,2 \text{ м.}$$

Пользуясь известной формулой индуктивного сопротивления (О. Р., стр. 168)

$$x_L = 1,885 \frac{L}{\lambda},$$

где λ — длина волны в метрах и L — индуктивность в сантиметрах, получаем величину индуктивности катушки, которая при длине волны 25 м обладает индуктивным сопротивлением 231 ом

$$L = \frac{231 \cdot 25}{1,885} \approx 3060 \text{ см.}$$

Итак, в условиях данного примера отражение в фидере может быть устранено либо включением на расстоянии от конца линии (нагрузки) $l=1,4$ м конденсатора ёмкостью 51 см, либо включением на расстоянии от конца фидера $l_1=11,2$ м катушки с индуктивностью 3060 см.

Вместо катушки индуктивности обычно включается короткозамкнутый шлейф, который имеет ряд эксплуатационных преимуществ перед катушкой индуктивности.

Длину x короткозамкнутого шлейфа можно найти по ф-ле (5.13). Из этой формулы следует, что длина шлейфа x равна

$$x = \frac{\lambda}{2\pi} \arctg \frac{Z_{кз}}{W}.$$

Так как входное сопротивление $Z_{кз}$ короткозамкнутого шлейфа должно быть равно 231 индуктивных ом, то ф-ла (5.13) даёт следующую величину длины шлейфа x :

$$x = \frac{25}{360^\circ} \arctg \frac{231}{550} = \frac{25 \cdot 23^\circ}{360^\circ} \approx 1,6 \text{ м.}$$

Производя подсчёты по ф-лам (5.13) и (5.14), можно показать, что при данной частоте конденсатор ёмкостью $C=51$ см, включаемый на расстоянии $l=1,4$ м от конца фидера, может быть заменён либо разомкнутым шлейфом длиной 4,65 м, либо короткозамкнутым шлейфом длиной 10,9 м.

Остановимся кратко на физической стороне явлений, происходящих в несогласованном с нагрузкой фидере.

Из ф-лы (5.9) видно, что входная проводимость несогласованного с нагрузкой фидера является комплексной. Вследствие отсутствия согласования ($R \neq W$) в отрезке линии l (рис. 5.9) наряду с бегущими волнами, возникают также волны стоячие, что и приводит к появлению некоторого фазового сдвига между напряжением и током на входе линии. Так как входная проводимость отрезка линии равна отношению входного тока к напряжению на входе линии, то наличие фазового сдвига между ними придаёт входной проводимости комплексный характер.

Если в схеме рис. 5.9 нагрузка согласована с волновым сопротивлением фидера ($R = W$), то мнимая часть ф-лы (5.9) обращается в нуль, а сама формула принимает следующий вид:

$$\frac{1}{Z_{вх}} = \frac{1}{W}$$

или, что безразлично,

$$Z_{вх} = W.$$

В этом случае в линии имеются только бегущие волны (О. Р., стр. 218), при которых входная проводимость получается чисто активной и равной $\frac{1}{W}$. При бегущих волнах в линии и при пренебрежении потерями в ней входной ток и напряжение на входе линии находятся в фазе.

Перейдём к другому характерному случаю: положим, что в схеме рис. 5.9 сопротивление нагрузки R заменено медным стержнем достаточно большого сечения, так что можно считать концы линии короткозамкнутыми ($R = 0$). Тогда в ф-ле (5.9) обращается в нуль вещественная часть и проводимость становится равной

$$\frac{1}{Z_{вх}} = \frac{1}{i W \operatorname{tg} \alpha l}.$$

Переходя к входному сопротивлению, получаем известное [см. ф-лу (5.13)] выражение для входного сопротивления короткозамкнутой линии

$$Z_{вх} = i W \operatorname{tg} \alpha l.$$

При этом режиме в линии (О. Р., стр. 210) имеются только стоячие волны, которые обуславливают фазовый сдвиг между входным током и напряжением на входе, равный 90° , т. е. входное сопротивление линии приобретает чисто реактивный характер (рис. 5.10).

Итак, если нагрузка не согласована с волновым сопротивлением фидера, то напряжение и ток оказываются сдвинутыми по фазе на некоторый угол. Взяв за основу вектор напряжения, можно разложить вектор тока на составляющую, совпадающую с вектором напряжения, и на составляющую, находящуюся в квадратуре с ним. Эти составляющие вектора тока

будут изменяться при передвижении вдоль фидера от нагрузки к генератору, и, следовательно, можно найти на фидере такую точку ($a, б$ на рис. 5.8а), для которой частное от деления составляющей вектора тока, направленной вдоль вектора напряжения, на напряжение в этой точке фидера будет численно равно $\frac{1}{W}$.

Однако для устранения отражения волн недостаточно найти точку фидера, в которой составляющая вектора тока совпадает с вектором напряжения, но также совершенно необходимо принять меры к устранению составляющей вектора тока, находящейся в квадратуре с вектором напряжения.

Устранение этой составляющей достигается включением между точками $a, б$ фидера (рис. 5.8а) противофазного реактивного сопротивления x . При надлежащей величине и характере противофазного сопротивления можно добиться компенсации составляющей тока, подлежащей устранению. В этом случае часть схемы рис. 5.8а, лежащую выше точек $a, б$, можно считать эквивалентной по своему сопротивлению волновому сопротивлению фидера W , отрезок фидера l_0 оказывается как бы замкнутым на сопротивление, равное его волновому сопротивлению, в результате чего в нём будут иметься только бегущие волны. Физическая картина явлений, происходящих в короткозамкнутом шлейфе, который можно включить к точкам $a, б$ фидера вместо противофазного реактивного сопротивления x (рис. 5.8а), не нуждается в подробных пояснениях. В шлейфе, являющемся отрезком короткозамкнутой двухпроводной линии, имеются только стоячие волны, при которых входной ток и напряжение на входе линии сдвинуты по фазе на 90° . При этом условии можно (путём изменения длины шлейфа) менять как величину, так и фазу тока, ответвляющегося в шлейф (рис. 5.10), и таким образом добиваться компенсации подлежащей устранению составляющей вектора тока.

В заключение параграфа рассмотрим ещё один пример — использование отрезка двухпроводной линии в качестве трансформатора сопротивления.

Из ф-лы (5.9), полученной при анализе схемы рис. 5.9, следует, что при включении сопротивления R через отрезок двухпроводной линии оно трансформируется в так называемое входное сопротивление, имеющее комплексный характер. Такое преобразование сопротивления (когда изменяется не только величина, но и характер сопротивления) не всегда желательно: весьма часто требуется трансформировать активное сопротивление, воздействуя только на его величину, но не изменяя характера сопротивления.

Обращаясь вновь к ф-ле (5.9), установим связь между входным сопротивлением схемы рис. 5.9 и сопротивлением R при различных длинах двухпроводной линии. Для удобства анализа

положим, что длина отрезка двухпроводной линии l равна n четвертей длины рабочей волны λ , т. е.

$$l = n \cdot \frac{\lambda}{4}.$$

В этом случае величина αl , являющаяся аргументом тригонометрических функций ф-лы (5.9), может быть преобразована следующим образом:

$$\alpha l = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n \cdot \frac{\lambda}{4} = n \frac{\pi}{2}.$$

При чётных значениях n тангенс аргумента $n \frac{\pi}{2}$ обращается в нуль, а при нечётном — в бесконечность. Учитывая сказанное, легко установить по ф-ле (5.9) связь между $Z_{вх}$ и R . Мнимая часть ф-лы (5.9) обращается в нуль при любом значении n (чётном или нечётном), что указывает на возможность трансформировать величину активного сопротивления R , не меняя его характера. Таким образом, соотношение сопротивлений $Z_{вх}$ и R определяется в данном случае только вещественной частью ф-лы (5.9).

При чётном значении величины n вещественная часть ф-лы (5.9) равняется $\frac{1}{R}$ и формула принимает следующий вид:

$$\frac{1}{Z_{вх}} = \frac{1}{R}$$

или, иначе,

$$Z_{вх} = R.$$

Полученное равенство показывает, что отрезок двухпроводной линии, на котором укладывается чётное число четвертей длины рабочей волны, трансформирующими свойствами не обладает. Включение сопротивления R через такой отрезок линии равноценно непосредственному включению сопротивления R .

При нечётном значении n ф-ла (5.9) обращается в следующее равенство:

$$\frac{1}{Z_{вх}} = \frac{R}{W^2},$$

из которого следует, что

$$Z_{вх} = \frac{W^2}{R}. \quad (5.15)$$

Эта формула показывает, что отрезок линии, на котором укладывается нечётное число четвертей длины рабочей волны, может быть использован в качестве трансформатора сопротивления. Для практических целей обычно используется отрезок

линии, имеющий наименьшую длину, т. е. отрезок двухпроводной линии длиной в 0,25 рабочей волны. Из ф-лы (5.15) следует, что при равенстве активного сопротивления R и волнового сопротивления отрезка линии W этот отрезок не обладает трансформирующими свойствами. При $R < W$ данный отрезок линии трансформирует сопротивление R на повышение, т. е. $Z_{вх} > R$; если сопротивление R выбрано бóльшим, чем волновое сопротивление W , то происходит трансформирование сопротивления R на понижение, т. е. $Z_{вх} < R$.

Невозможность использовать в качестве трансформатора сопротивления отрезок двухпроводной линии, на котором укладывается чётное число четвертей длины волны, становится ясной, если обратиться к кривым распределения тока и напряжения вдоль линии при наличии в последней стоячих волн (рис. 5.11).

Точки линии, отстоящие на расстоянии, равном чётному числу четвертей длины волны, характеризуются одинаковыми значениями тока и напряжения.

Совершенно иная картина наблюдается в точках, отстоящих на расстоянии, равном нечётному числу четвертей длины волны; напряжения и токи в этих точках существенно отличаются. Если в одной точке имеется максимальное значение напряжения и минимальное значение тока, то в другой точке, отстоящей от первой на расстоянии, равном нечётному числу четвертей длины волны, напряжение имеет минимальное значение, а ток — максимальное. Этим и объясняется невозможность трансформирования сопротивления в случае использования отрезков линии, длина которых равна чётному числу четвертей длины рабочей волны.

Поясним сказанное на примере короткозамкнутой линии длиной в четверть волны. Сопротивление R , которым нагружен отрезок такой линии, равно нулю; при этом, как это следует из ф-лы (5.15), $Z_{вх}$ равно бесконечности, т. е. получается крайний случай трансформирования сопротивления на повышение. Из кривых распределения тока и напряжения вдоль отрезка линии длиной 0,25 λ (рис. 5.11) видно, что в конце линии напряжение равно нулю, а ток имеет максимальное значение. Следовательно, частное от деления напряжения на ток, т. е. сопротивление R , на которое нагружен (замкнут) отрезок линии, равно нулю; на

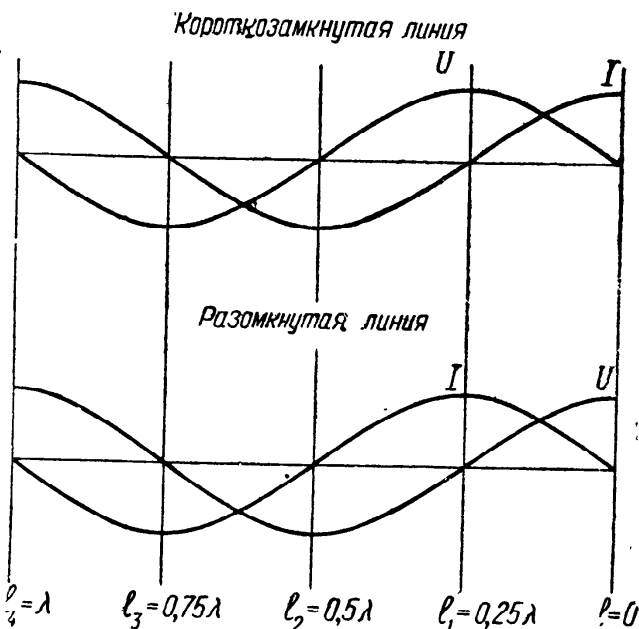


Рис. 5.11

входе линии ток равен нулю, а напряжение имеет максимальное значение, т. е. входное сопротивление $Z_{вх}$ для случая короткозамкнутой линии равно бесконечности.

Если концы отрезка линии не замкнуты накоротко, а к ним приключено некоторое сопротивление $R \neq 0$, то напряжение и ток в начале и конце отрезка не будут столь резко различаться, как это было при короткозамкнутой линии. Величина трансформирования сопротивления в этом случае определяется сопротивлением R и волновым сопротивлением отрезка линии W по ф-ле (5.15).

Итак, трансформирование сопротивления четвертьволновым отрезком линии основано на том, что расстояние между узлами и пучностями напряжения и тока стоячих волн равно $0,25 \lambda$.

У четвертьволнового отрезка линии, замкнутого на сопротивление, равное волновому, трансформирующих свойств нет, так как в таком отрезке линии получаются бегущие волны. Напряжения и токи в начале и конце отрезка линии уже не будут различаться по своим значениям (разумеется, при пренебрежении потерями в линии), и, следовательно, трансформирование сопротивления окажется невозможным, как и при отрезке линии, равном чётному числу четвертей длины волны.

Трансформаторы сопротивления, образованные отрезками двухпроводной линии, находят практическое применение в антенных устройствах и в специальных схемах сеточной модуляции с повышенным коэффициентом полезного действия; в последнем случае, особенно при средних и длинных волнах, отрезок линии заменяется его схемой замещения, составленной из элементов с сосредоточенными постоянными (катушки и конденсаторы).

Покажем возможность согласования сопротивления антенны (полуволнового диполя, рассмотренного на стр. 246) с волновым сопротивлением фидера при помощи отрезка линии длиной $0,25 \lambda$. Диполь получает питание от генератора по двухпроводному фидеру, волновое сопротивление которого равно 550 ом .

Сопротивление полуволнового диполя при питании его в центре (как это происходит в рассматриваемом примере) равно 73 ом , т. е. имеется значительная несогласованность между сопротивлением нагрузки (73 ом) и волновым сопротивлением фидера (550 ом). В примере, приведённом на стр. 250, эта несогласованность сопротивлений устранялась приключением к определённым точкам фидера короткозамкнутого шлейфа или другого противофазного реактивного сопротивления. Несогласованность сопротивлений может быть также устранена, если приключить диполь к фидеру через трансформатор сопротивления, преобразующий активное сопротивление 73 ом в активное же сопротивление 550 ом .

Проделаем необходимые подсчёты: поскольку длина рабо-

чей волны равна 25 м, то, очевидно, длина отрезка двухпроводной линии, выполняющего функции трансформатора сопротивления, должна быть равна 6,25 м. Волновое сопротивление этого отрезка линии, согласно ф-ле (5.15), должно быть равно

$$W = \sqrt{Z_{ex}R} = \sqrt{550 \cdot 73} \approx 200 \text{ ом.}$$

Проделанный расчёт показывает, что в данном случае в качестве трансформатора сопротивления необходим четвертьволновый отрезок двухпроводной линии, обладающий низким волновым сопротивлением (200 ом). Получение малых волновых сопротивлений в двухпроводных линиях связано с рядом существенных трудностей.

Вследствие этого трансформатор сопротивления, образованный четвертьволновым отрезком двухпроводной линии, заменяют четвертьволновым же отрезком четырёхпроводного фидера. Волновое сопротивление такого фидера определяется формулой (О. Р., стр. 207):

$$W = 138 \lg \frac{0,707d}{r},$$

где r — радиус провода фидера, а d — расстояние между центрами проводов (сторона квадрата).

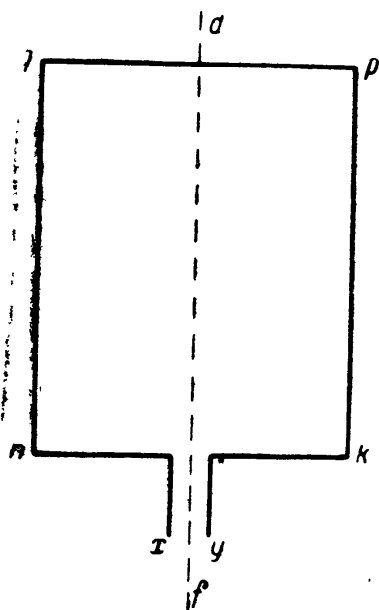


Рис. 5.12

§ 5.2. Замкнутые антенны

Простейшим типом замкнутой антенны является рамочная антенна, применяемая обычно для целей радиоприёма, а также для измерительных и специальных целей (радиопеленгация, радионавигация и т. п.).

Антенна этого типа, как показывает само название, представляет собой в простейшем случае один виток провода, выполненный в виде плоской рамки (рис. 5.12). Для использования направленных свойств рамочной антенны её делают вращающейся вокруг оси df . Создаваемая в рамке проходящим сигналом переменная эдс высокой частоты отбирается от зажимов x, y и поступает далее в радиоприёмное устройство.

Предположим, что рамочная антенна находится в электромагнитном поле передающей антенны, расположенной в точке A на расстоянии r от оси вращения рамки O (рис. 5.13 (точкой O показана в плане ось вращения рамки df —рис. 5.12); на этом же рисунке цифрами 1 и 2 обозначены в плане про-

вода сторон рамки qn и pk ; буквой β отмечен угол, составленный плоскостью рамки с направлением на передающую радиостанцию.

Исходя из соображений, изложенных в предыдущем параграфе, определяем эдс, наводимую в проводнике qn рамки (точка 1 — рис. 5.13),

$$e_1 = Eh \sin \left[\omega t - \alpha \left(r - \frac{b \cos \beta}{2} \right) \right]. \quad (5.16)$$

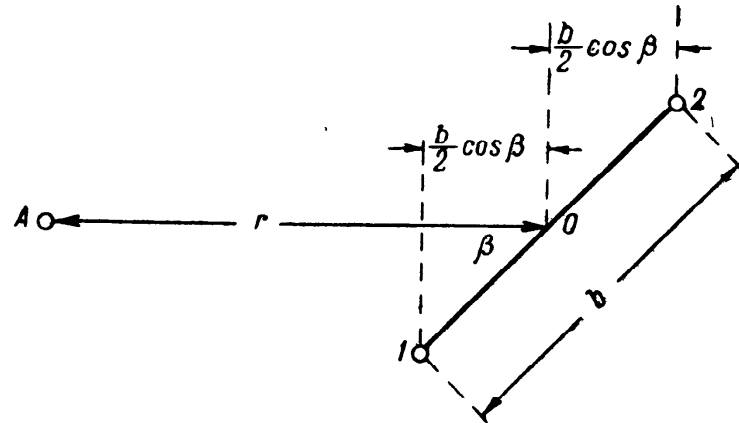


Рис. 5.13

Здесь E — напряжённость электрического поля в точке пространства, где расположена рамка, h — высота стороны рамки, α — постоянная сдвига фазы, равная $\frac{2\pi}{\lambda}$.

Аналогично эдс, наводимая в проводнике pk рамки (точка 2 — рис. 5.13),

$$e_2 = Eh \sin \left[\omega t - \alpha \left(r + \frac{b \cos \beta}{2} \right) \right]. \quad (5.17)$$

Результирующая эдс в рамке e , очевидно, будет равна разности эдс e_1 и e_2 , так как эти эдс действуют навстречу друг другу, а в проводах qp и nk рамки эдс не создаются¹⁾:

$$e = e_1 - e_2.$$

Подставляя сюда значения e_1 и e_2 из ур-ний (5.16) и (5.17), имеем

$$e = Eh \left\{ \sin \left[\omega t - \alpha \left(r - \frac{b \cos \beta}{2} \right) \right] - \sin \left[\omega t - \alpha \left(r + \frac{b \cos \beta}{2} \right) \right] \right\}.$$

¹⁾ Это справедливо лишь в том случае, когда электрическое поле приходящего сигнала в месте приёма не имеет горизонтальной составляющей.

Если рамка имеет N витков, то наводимая в ней эдс будет в N раз больше

$$e_0 = ENh \left\{ \sin \left[\omega t - \alpha \left(r - \frac{b \cos \beta}{2} \right) \right] - \sin \left[\omega t - \alpha \left(r + \frac{b \cos \beta}{2} \right) \right] \right\}. \quad (5.18)$$

Пользуясь известным тригонометрическим соотношением

$$\sin \alpha - \sin \beta = 2 \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \sin \frac{\alpha - \beta}{2},$$

переписываем ф-лу (5.18) следующим образом:

$$e_0 = 2ENh \cos(\omega t - \alpha r) \sin \left(\frac{\alpha b}{2} \cos \beta \right).$$

Аргумент $\frac{\alpha b}{2} \cos \beta = \pi \frac{b}{\lambda} \cos \beta$ обычно весьма мал (ширина рамки b мала по сравнению с длиной волны λ), и, следовательно, можно заменить с достаточной точностью значение синуса значением его аргумента.

Таким образом,

$$e_0 = ENh \alpha b \cos \beta \cdot \cos(\omega t - \alpha r).$$

Принимая во внимание, что произведение hb представляет собой площадь рамки S и подставляя значение постоянной сдвига фазы α , получаем

$$e_0 = \frac{2\pi NS \cos \beta}{\lambda} E \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right).$$

Итак, окончательное выражение для амплитуды эдс, наводимой в рамке, имеет вид

$$e_{om} = \frac{2\pi NSE}{\lambda} \cos \beta.$$

Анализируя полученное выражение, убеждаемся, что в его правую часть входит ряд величин, являющихся в каждом конкретном случае постоянными. Обозначив эти постоянные величины буквой A , заключаем, что эдс в рамке является функцией угла β , составленного плоскостью рамки с направлением на передающую станцию,

$$e_{om} = A \cos \beta. \quad (5.19)$$

Если этот угол равен 90° , т. е. если рамка обращена своей плоскостью к передающей радиостанции, то результирующая эдс в рамке равна нулю. При значении угла β , равном 0° , т. е. тогда, когда рамка направлена своим ребром на переда-

ющую радиостанцию, эдс, наводимая в рамке, имеет максимальную величину, равную

$$e_{от макс} = \frac{2\pi NSE}{\lambda}. \quad (5.20)$$

Таким образом, диаграмма направленности рамочной антенны имеет вид восьмёрки (рис. 5.14). Эта характеристика открывает ряд возможностей использования рамочной антенны для целей направленного приёма.

В частности, при помощи рамочной антенны можно определить направление на переда-

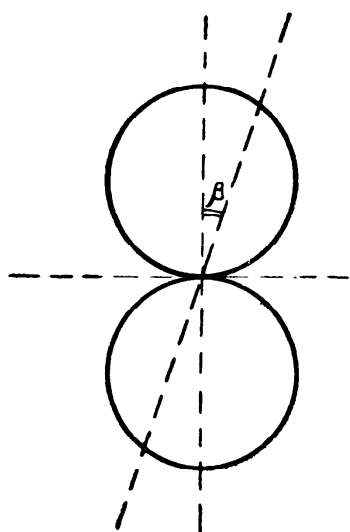


Рис. 5.14

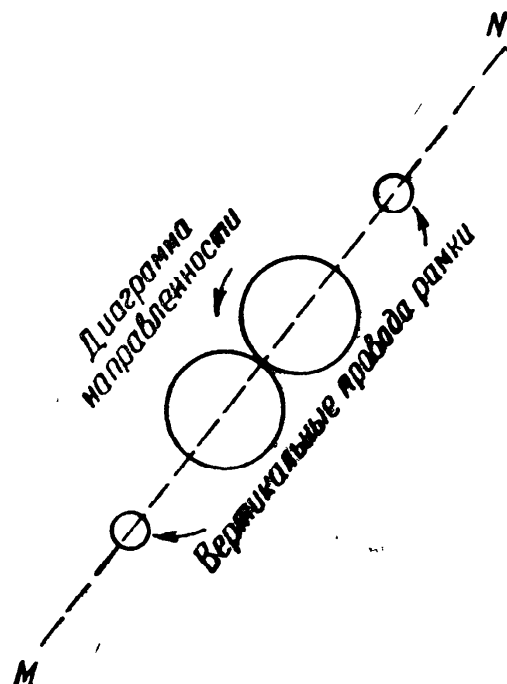


Рис. 5.15

ющую радиостанцию. Однако, вследствие того, что характеристика направленности рамочной антенны имеет вид восьмёрки, направление, найденное при помощи рамки, имеет неопределённый характер. Действительно, если вращением рамки отмечена максимальная слышимость при расположении рамки согласно рис. 5.15, то это означает, что радиостанция, на которую настроен приёмник, снабжённый рамочной антенной, находится на линии MN . Для устранения неопределённости производят радиоприём одновременно на рамочную и обычную (вертикальную) антенны. Установив в такой антенной системе надлежащие фазовые соотношения, можно осуществить однонаправленный (см. далее) или кардиоидный радиоприём.

На рис. 5.16 показана принципиальная схема антенного устройства для кардиоидного приёма. К радиоприёмнику подводится эдс сигнала радиопередающей станции, принятого одновременно рамочной и вертикальной антеннами.

Положим, что простейшая (состоящая из одного витка) рамочная антенна направлена своим ребром на передающую

радиостанцию, причём провод 1 одной из боковых сторон рамки находится ближе к передающей радиостанции, нежели провод 2 другой стороны рамки (рис. 5.17). Так как расстояние между проводами 1 и 2 (ширина рамки b) мало по срав-

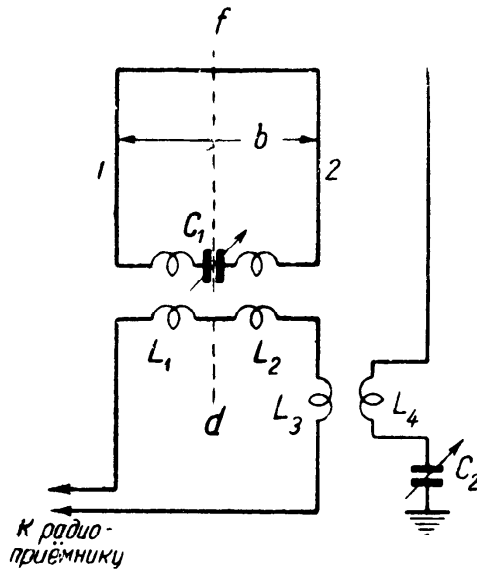


Рис. 5.16

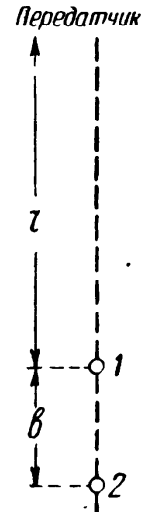


Рис. 5.17

нению с расстоянием от рамочной антенны до передающей радиостанции r , то можно считать, что эдс, наводимые в проводах 1 и 2 рамки, равны между собой, но сдвинуты по фазе на угол $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} b$. При данном расположении рамки по отношению к передающей радиостанции эдс, наводимая в проводе 2 рамки, будет отставать по фазе на угол $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} b$ по от-

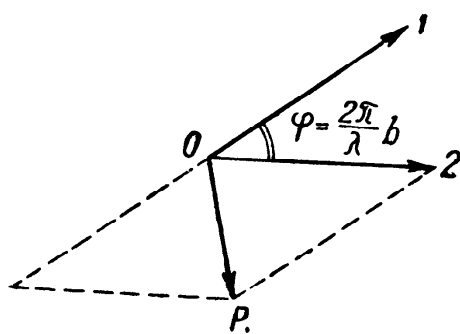


Рис. 5.18

ношению к эдс, наводимой в проводе 1 рамки.

На рис. 5.18 векторами $O1$ и $O2$ отмечены эдс, наводимые соответственно в проводах 1 и 2 рамочной антенны; эти эдс сдвинуты по фазе на угол φ . Результирующая эдс в рамке равна разности эдс, наводимых в проводах 1 и 2 (стр. 259); эта результирующая эдс показана вектором OP .

Если повернуть рамку на 180° , т. е. поменять местами проводники 1 и 2 рамки, то эдс, наводимая в проводнике 1, будет отставать на угол φ от эдс, наводимой в проводнике 2. В соответствии с этим векторная диаграмма примет вид показанной на рис. 5.19. Сопоставляя рис. 5.18 и 5.19, мы видим, что при повороте рамочной антенны на 180° фаза результирующей эдс в рамке меняется также на 180° .

Таким образом, эдс, поступающая от рамки в собирательную цепь L_1, L_2, L_3 (рис. 5.16) и далее в радиоприёмник, будет менять свою фазу в зависимости от угла поворота рамки. В собирательную цепь также поступает эдс от вертикальной антенны. Эдс, поступающую из собирательной цепи к радиоприёмнику, легко получить, суммируя диаграммы направленности рамочной и вертикальной антенны. Учитывая, что диаграмма направленности вертикальной антенны представляет собой окружность, а диаграмма направленности рамочной антенны — восьмёрку, получаем результирующую диаграмму в виде кардиоиды (рис. 5.20). Получение чистой кардиоиды (без дополнительных лепестков) требует, чтобы диаметр окружностей восьмёрочной диаграммы равнялся бы радиусу круговой диаграммы; это соотношение может быть легко получено путём подбора связи собирательной цепи с рамочной и вертикальной антеннами.

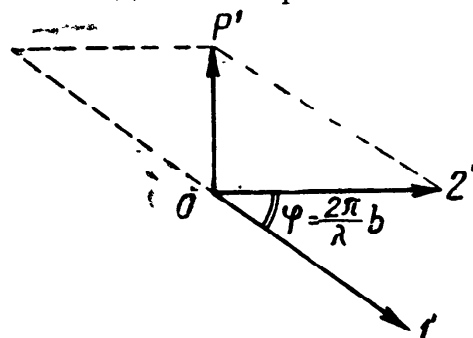


Рис. 5.19

Совершенно очевидно, что при изменении знака взаимной индуктивности между катушками L_3 и L_4 (рис. 5.16) можно менять на 180° кардиоидную диаграмму данного устройства и тем самым определять направление приходящего сигнала. Из характеристики направленности рамочной антенны (рис. 5.14)

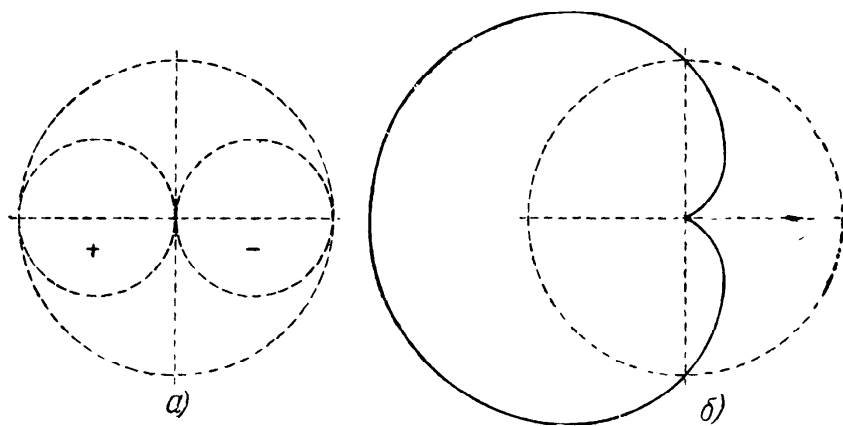


Рис. 5.20

следует, что определение направления на передающую радиостанцию по минимуму существенно точнее, нежели по максимуму. Вследствие этого определение направления целесообразно производить по минимуму, используя для этого только рамочную антенну, и включать кардиоидный радиоприём (производить одновременный приём на рамочную и вертикальную антенны) только для исключения неопределённости направления приходящих сигналов.

Остановимся на замкнутой антенне гониометрического типа. Обращаясь к ф-ле (5.20), легко видеть, что одним из возможных путей повышения эдс, наводимой в рамочной антенне, является увеличение её площади S . Однако увеличение геометрических размеров рамки осложняет вращение рамочной антенны, совершенно необходимое для использования её направленных свойств. Практически это затруднение обходят следующим образом: собственно антенну осуществляют в виде двух взаимно-перпендикулярных рамок надлежащего размера, подвешенных на деревянной мачте или мачтах; эти неподвижные рамочные антенны, обладающие большими площадями S , подключают к гониометру (находящемуся в помещении радиостанции), состоящему из одной подвижной и четырёх неподвижных катушек.

Как будет ясно из дальнейшего, такая система обладает характеристикой направленности, эквивалентной обычной рамочной антенне (восьмёрка), но изменение направления её диаграммы достигается не перемещением самой антенны (как это делается в обычной рамочной антенне), а перемещением подвижной катушки гониометра (при неподвижных взаимно-перпендикулярных рамках, являющихся антенной системой данного устройства).

Покажем, что диаграмма направленности гониометрической антенны представляет собой восьмёрку, аналогичную диаграмме обычной рамочной антенны.

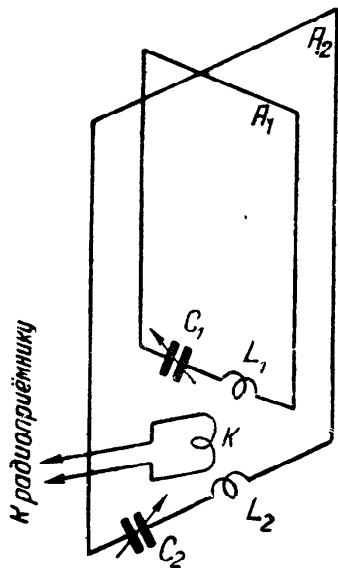


Рис. 5.21

Собственно антенное устройство данной системы, как указывалось ранее, состоит из двух взаимно-перпендикулярных рамок (рис. 5.21), подвешенных на опорах; последовательно с каждой из рамочных антенн включены конденсаторы настройки C_1 и C_2 и катушки гониометра L_1 и L_2 . Гониометр данной антенной системы представляет собой устройство, аналогичное гониометрическому фазовращателю, описанному в § 2.3, и состоит из двух пар неподвижных катушек L_1, L_1 и L_2, L_2 и подвижной катушки K , вращающейся в поле неподвижных катушек. Неподвижные катушки попарно соединены последовательно и подключены вместе с конденсаторами настройки к соответствующим рамочным антеннам.

Подвижная катушка подключается к входу радиоприёмного устройства. Поэтому для выяснения характера диаграммы направленности замкнутой антенны данного типа следует сосредоточить внимание на эдс, наводимой в катушке K .

На рис. 5.22 неподвижные пары катушек L_1, L_1 и L_2, L_2 , а также подвижная катушка K схематически обозначены отрез-

ками прямых; далее предполагается, что плоскость рамочной антенны A_1 параллельна плоскостям катушек гониометра L_1, L_1 , а плоскость рамочной антенны A_2 соответственно параллельна плоскостям катушек L_2, L_2 гониометра.

Положим, что направление входящего сигнала составляет с плоскостью антенны A_1 угол α и что в антенне радиопередатчика, сигналы которого подлежат приёму, возбуждаются незатухающие колебания с частотой $f = \frac{\omega}{2\pi}$. В этом случае, считая, что рамочные антенны A_1 и A_2 настроены на эту частоту, можно представить токи в антеннах следующим образом.

Ток i_1 в антенне A_1

$$i_1 = I_m \cos \alpha \sin \omega t. \quad (5.21)$$

Здесь α — угол, составленный направлением входящего сигнала и плоскостью рамочной антенны A_1 , ω — угловая частота входящих незатухающих колебаний и I_m — амплитудное значение тока в антенне A_1 .

Так как антенны A_1 и A_2 расположены взаимно-перпендикулярно, то ток i_2 в настроенной антенне A_2 представится следующим образом:

$$i_2 = I_m \cos(\alpha + 90) \sin \omega t = -I_m \sin \alpha \sin \omega t. \quad (5.22)$$

Токи i_1 и i_2 проходят соответственно по неподвижным катушкам гониометра L_1, L_1 и L_2, L_2 .

Обозначив угол, составленный перпендикуляром к плоскости подвижной катушки K с плоскостью антенны A_1 , через β , можно представить следующими очевидными выражениями электродвижущие силы, наводимые в подвижной катушке гониометра K неподвижными катушками, обтекаемыми токами i_1 и i_2 .

Эдс, наводимая током i_1 , протекающим по катушкам L_1, L_1 ,

$$e_1 = -M \frac{di_1}{dt} \sin \beta.$$

Аналогично эдс, наводимая током i_2 , обтекающим катушки L_2, L_2 ,

$$e_2 = -M \frac{di_2}{dt} \cos \beta.$$

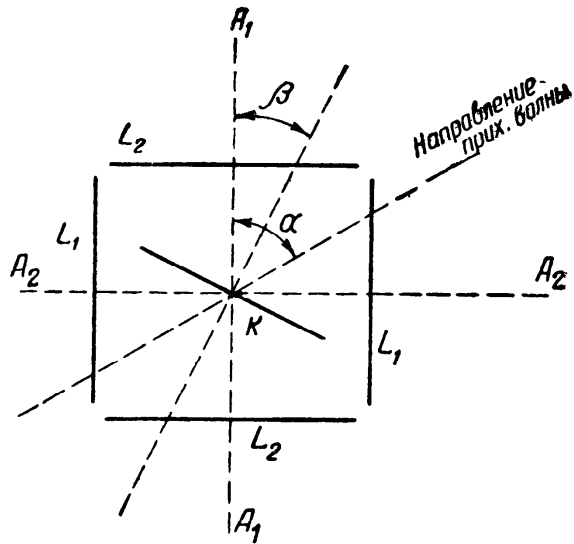


Рис. 5.22

Подставляя сюда значения токов i_1 и i_2 из ф-л (5.21) и (5.22), имеем:

$$\begin{aligned} e_1 &= -\omega MI_m \cos \alpha \sin \beta \cos \omega t, \\ e_2 &= \omega MI_m \sin \alpha \cos \beta \cos \omega t. \end{aligned}$$

Отсюда суммарная эдс, наводимая в подвижной катушке K всеми четырьмя неподвижными катушками гониометра,

$$e = e_1 + e_2 = -\omega MI_m (\cos \alpha \sin \beta - \sin \alpha \cos \beta) \cos \omega t.$$

Таким образом, максимальное (амплитудное) значение эдс, создаваемой в подвижной катушке K ,

$$e_m = \omega MI_m (\cos \alpha \sin \beta - \sin \alpha \cos \beta).$$

Пользуясь известным тригонометрическим соотношением, переписываем последнюю формулу так:

$$e_m = \omega MI_m \sin (\beta - \alpha). \quad (5.23)$$

Нетрудно убедиться, что последнее выражение, связывающее между собой эдс e_m , поступающую в радиоприёмное устройство, и угол поворота подвижной катушки гониометра β при постоянном значении угла α (направления приходящего сигнала), представляет собой уравнение восьмёрочной характеристики.

В самом деле, эдс e_m равна нулю при условии, что

$$\sin (\beta - \alpha) = 0,$$

а это последнее равенство выполняется, если

$$\beta - \alpha = 0^\circ \text{ или } \beta - \alpha = 180^\circ.$$

Таким образом, нулевое значение эдс в подвижной катушке гониометра будет иметь место при

$$\beta = \alpha \text{ и } \beta = \alpha + 180^\circ.$$

Что касается максимального значения эдс в катушке K , то таковая отвечает условию

$$\sin (\beta - \alpha) = \pm 1$$

или, иначе, условию

$$\beta - \alpha = 90^\circ \text{ и } \beta - \alpha = 270^\circ.$$

Итак, максимальные значения эдс в подвижной катушке K гониометра соответствуют углам:

$$\beta = \alpha + 90^\circ \text{ и } \beta = (\alpha + 90^\circ) + 180^\circ,$$

т. е. действительно характеристика замкнутой гониометрической антенны представляет собой восьмёрку, аналогичную характеристике обычной подвижной рамочной антенны.

При помощи гониометрической антенны можно также осуществить однонаправленный или кардиоидный радиоприём. Практически это выполняется так же, как это было описано ранее в отношении рамочной антенны, т. е. одновременным приёмом на замкнутую и на вертикальную антенны.

На рис. 5.23 показана принципиальная схема для кардиоидного радиоприёма на гониометрическую антенну. Собирательный контур данного устройства состоит из последовательно включённых — подвижной катушки K гониометра, катушки L_3 , связанной с катушкой L_4 , включённой в цепь вертикальной антенны, и переменного конденсатора C (для настройки собирательного контура). Аналогично тому, как это было при кардиоидном приёме на рамочную антенну (рис. 5.16), в данном случае можно путём изменения знака взаимной индуктивности между катушками L_3 и L_4 менять местами направление максимума и минимума диаграммы направленности.

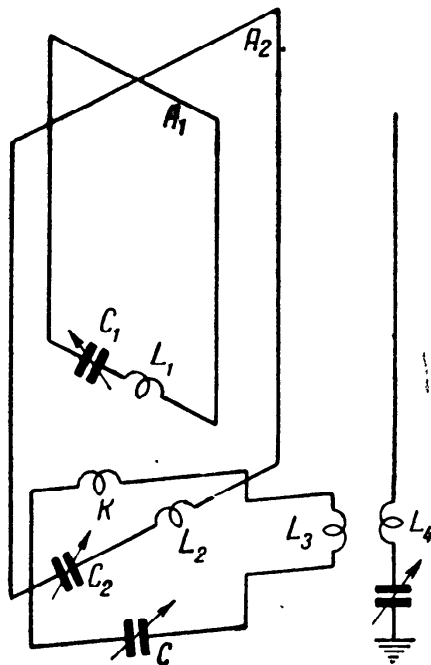


Рис. 5.23

§ 5.3. Измерение расстояний

Сущность радиотехнических методов измерения расстояния сводится к определению времени, необходимого для пробега радиосигнала между точками пространства A и B , расстояние между которыми подлежит измерению. Если это время известно, то, располагая скоростью распространения электромагнитных волн, легко найти искомое расстояние путём умножения скорости распространения на время пробега.

Скорость распространения электромагнитных волн принимается равной $3 \cdot 10^8$ м в секунду, а время пробега сигнала между точками, расположенными на расстоянии, подлежащем измерению, определяется либо путём сопоставления фазовых соотношений между колебаниями, излучаемыми из первой точки, и колебаниями, принятыми во второй точке, ретранслированными и принятыми обратно в первой точке, либо путём непосредственного измерения времени, необходи-

мого для пробега кратковременного импульса, излучаемого в точке A , от точки A в точку B и обратно в точку A .

Первый метод носит название интерференционного, а второй — импульсного.

Остановимся вкратце на принципе работы этих систем, сосредоточив внимание на устройствах для фиксации времени пробега электромагнитных волн.

Идея интерференционного метода, предложенного Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалекси, состоит в следующем: в точках A и B пространства, между которыми надлежит определить расстояние, располагаются по одной радиопередающей и одной радиоприёмной станции. Одна из радиостанций, скажем в точке A , носит название задающей, а вторая радиостанция (в точке B) — отражающей. При измерении расстояния задающая станция излучает незатухающие колебания некоторой частоты ω_1 ; эти сигналы принимаются радиоприёмником отражающей станции и далее, преобразуясь в приёмнике в частоту ω_2 , поступают в радиопередатчик отражающей станции для дальнейшего излучения и приёма их радиоприёмником задающей станции.

В отличие от импульсного метода (см. далее) интерференционный метод требует непрерывного (в течение измерения) излучения электромагнитных волн обеими радиостанциями (задающей и отражающей). Вследствие этого частоты этих станций должны отличаться одна от другой для того, чтобы давать возможность производить приём сигналов на обеих станциях при работе собственных радиопередатчиков. Обычно частоты радиопередатчиков задающей и отражающей станций находятся в отношении 3 : 4.

Написанное выше соотношение между частотами задающей и отражающей станций имеет определённое обоснование. Действительно, как это следует из самого принципа радиоинтерференционного метода, измерение расстояний производится путём нахождения фазового сдвига между колебаниями, создаваемыми задающей станцией, и этими же колебаниями, ретранслированными отражающей станцией и воспринятыми радиоприёмником, находящимся в пункте, где расположена задающая станция. Выбор разнесённых частот задающей и отражающей станций позволяет устранить помехи от собственных передатчиков радиоприёмникам станций.

Устранение описанным способом помех радиоприёмникам станций приводит к новому затруднению: возникает необходимость определять фазовые соотношения между гармоническими колебаниями, имеющими различные частоты ($\omega_1 \neq \omega_2$). Это затруднение обходят путём определения фазового сдвига не между самими гармоническими колебаниями, а между их гармониками, имеющими одинаковую частоту. Для выполнения

этого условия частоты радиопередатчиков задающей и отражающей станций должны быть выбраны так, чтобы их отношение было равно отношению некоторых целых чисел m и n :

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{m}{n}.$$

В этом случае, очевидно, общей гармоникой, т. е. гармоникой, имеющей одинаковую частоту, будет m -я гармоника одной станции и n -я — другой.

В самом деле, из написанного выше соотношения следует очевидное равенство

$$n \omega_1 = m \omega_2.$$

Для рассмотренного выше случая, когда отношение частот станций равно $3:4$, т. е.

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{m}{n} = \frac{3}{4},$$

общей гармоникой, используемой для сравнения фазовых соотношений, является четвертая гармоника частоты ω_1 и третья гармоника частоты ω_2 , так как последнее равенство может быть переписано следующим образом:

$$4 \omega_1 = 3 \omega_2.$$

Остановимся вкратце на аппаратуре, которой должны располагать станции. Отражающая станция, выполняя функции ретрансляции сигналов, излучаемых задающей станцией, должна располагать только радиоприёмным и радиопередающим устройствами. Что же касается задающей станции, на которой собственно и производится измерение, то здесь, помимо радиопередатчика, посылающего незатухающие волны, и радиоприёмника, принимающего сигналы, ретранслируемые отражающей станцией, должен иметься фазометр, позволяющий фиксировать сдвиг между колебаниями радиопередатчика задающей станции и колебаниями, принятыми радиоприёмником задающей станции после их ретрансляции отражающей станцией.

Измерив фазовый сдвиг между этими колебаниями, нетрудно определить и расстояние между точками A и B . В самом деле, время пробега t_n следующим образом (см. § 1.1) связано с фазовым сдвигом φ и периодом колебания T :

$$t_n = \frac{\varphi^\circ}{360^\circ} T.$$

Время пробега, будучи помножено на скорость распространения электромагнитных волн v , даст расстояние, которое пройдено электромагнитными волнами за время t_n .

Таким образом, умножив обе части последней формулы на v

$$t_n v = \frac{\varphi^\circ}{360^\circ} vT$$

и замечая, что произведение vt_n представляет собой расстояние, пройденное электромагнитными волнами за время t_n и равное $2d$ (где d — расстояние между задающей и отражающей станциями), получим

$$d = \frac{\varphi^\circ}{720^\circ} vT.$$

Но, как известно,

$$vT = \lambda,$$

где λ — длина волны.

Итак, окончательная формула для определения расстояния при использовании интерференционного метода имеет следующий вид:

$$d = \frac{\varphi^\circ}{720^\circ} \lambda. \quad (5.24)$$

Полученное выражение показывает, что интерференционный метод измерения расстояний может дать весьма высокий класс точности. Действительно, из ф-лы (5.24) следует, что изменение фазового сдвига на 1° соответствует изменению расстояния d (перемещению, если одна из радиостанций, расположенных в точках A и B , является подвижной) всего лишь на $1/720$ длины волны λ ¹⁾.

Перейдём к импульсному методу. Идею этого метода целесообразно рассмотреть на конкретном примере работы ионосферной станции. Такие станции, как известно, служат для измерения и систематического наблюдения за высотой отражающих слоёв ионосферы.

Ионосферная станция состоит из радиопередатчика, снабжённого устройством для периодического излучения кратковременных импульсов (обычно длительность импульсов колеблется в пределах $30 \div 100$ мксек, а их периодичность — в пределах $1/25 \div 1/100$ сек), и радиоприёмника, предназначенного для приёма этих импульсов после их отражения верхними слоями ионосферы.

Процесс измерения сводится к фиксации времени, которое необходимо импульсу, излучённому радиопередатчиком, для достижения отражающего слоя ионосферы и прохождения

¹⁾ Здесь изложен только принцип использования интерференционного метода для измерения расстояний. Интересующимся некоторыми подробностями можно рекомендовать работу Е. Я. Щёголева «Радиоинтерференционные методы исследования распространения радиоволн и измерения расстояний» (Труды секции распространения радиоволн Всесоюзного научно-технического общества радиотехники и электрссвязи им. А. С. Попова, 1947 г.).

обратного пути от отражающего слоя до антенны радиоприёмника ионосферной станции. Если время пробега импульса от ионосферной станции до отражающего слоя и обратно известно и равно t мксек, то высоту отражающего слоя h в километрах можно определить по формуле

$$h_{к.м} = 0,15 t_{мксек}. \quad (5.25)$$

Эта формула может быть получена на основании следующих очевидных соображений: путь, пройденный импульсом, равен удвоенной высоте отражающего слоя $2h$; этот путь, очевидно, равен скорости распространения электромагнитных волн v , умноженной на время t , необходимое импульсу для пробега указанного выше расстояния $2h$,

$$2h = vt.$$

Для получения высоты отражающего слоя h в километрах подставляем в эту формулу величину скорости v в километрах в секунду

$$2h_{к.м} = 3 \cdot 10^5 t_{сек}.$$

Наконец, выражая время t в микросекундах и решая данное выражение в отношении h , получаем ф-лу (5.25)

$$h_{к.м} = \frac{3 \cdot 10^5 t_{мксек}}{2 \cdot 10^6} = 0,15 t_{мксек}$$

Не касаясь деталей устройства радиопередатчика, радиоприёмника и антенного устройства ионосферной станции, остановимся на методах фиксации времени пробега импульса. Устройство для фиксации этого времени обычно включает в себя в качестве основного элемента электронно-лучевую трубку, снабжённую либо линейной, либо круговой развёрткой.

Рассмотрим фиксирующее устройство с линейной развёрткой. В этом устройстве генератор пилообразного напряжения, подаваемого на горизонтальные отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки, синхронизируется с генератором, определяющим частоту чередования импульсов, посылаемых передатчиком ионосферной станции. На вертикальные отклоняющие пластины поступает напряжение с выходных зажимов радиоприёмника ионосферной станции. Поскольку радиоприёмник воспринимает не только импульс, приходящий непосредственно от радиопередатчика станции, но также и импульс (или импульсы), отражённый от верхних слоёв ионосферы, то на экране электронно-лучевой трубки будет видна картина, показанная на рис. 5.24. Как указывалось ранее, частота линейной развёртки трубки синхронизирована с частотой чередования посылки импульсов передатчиком станции; следовательно, картинка на экране трубки будет

неподвижной, что даёт возможность измерить на экране трубки расстояние между импульсом, посылаемым передатчиком (первый импульс — рис. 5.24), и каким-либо из отражённых импульсов.

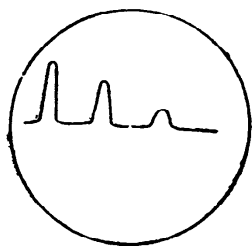


Рис. 5.24

Зная это расстояние, нетрудно (см далее) определить время пробега импульса, а следовательно, по ф-ле (5.25) — высоту отражающего слоя.

В целях упрощения обслуживания ионосферной станции, а также исключения вычислительной работы экран электронно-лучевой трубки снабжают специальной масштабной линейкой, проградуированной непосредственно в километрах высоты отражающего слоя. При наличии этого вспомогательного устройства процесс измерения высоты отражающего слоя сводится к отсчёту цифры, приходящейся на масштабной линейке против отражённого импульса (конечно, при условии, что нуль масштабной линейки совмещён с осью симметрии первого импульса — импульса, поступающего непосредственно от радиопередатчика ионосферной станции).

Поясним изложенное числовым примером. Положим, что периодичность посылок импульсов радиопередатчиком ионосферной станции равна 100 *гц*. Поскольку генератор пилообразного напряжения, поступающего на горизонтальные отклоняющие пластины трубки, синхронизируется этой же частотой, очевидно, что длительность одного зубца пилообразного напряжения развёртки будет равна 10 *мсек*. Таким образом, светящееся пятно электронно-лучевой трубки прочерчивает на её экране горизонтальную линию развёртки за отрезок времени, равный 10 *мсек*. Положим далее, что в соответствии с конструкцией трубки и её режимом длина линии развёртки на экране трубки равна 15 *см*. Располагая этими данными, легко определить градуировку масштабной линейки.

Очевидно, что световое пятно отклонилось бы до конца масштабной линейки при высоте слоя [ф-ла (5.25)]

$$h = 0,15 \cdot 10 \cdot 10^3 = 1500 \text{ км.}$$

Следовательно, пятнадцатисантиметровая масштабная линейка должна быть снабжена равномерной градуировкой в масштабе — 1 *мм* шкалы соответствует 10 *км* высоты отражающего слоя. Если длительность импульсов, посылаемых передатчиком станции, равна 100 *мксек*, то в условиях рассматриваемого численного примера ширина импульсов, появляющихся на экране трубки, будет равна 1,5 *мм*.

Итак, накладывая масштабную линейку на экран трубки и совмещая проградуированную шкалу линейки со светящейся линией горизонтальной развёртки, а начало масштабной линей-

ки (точку с отметкой 0 километров) с осью симметрии первого импульса (импульса, поступающего в приёмник непосредственно от передатчика), получаем возможность по местоположению отражённого импульса прочесть непосредственно на масштабной линейке высоту отражающего слоя.

Рассмотрим далее фиксирующее устройство с круговой развёрткой. Это устройство так же, как и только что разобранный, использует в качестве индикатора электронно-лучевую трубку, но в данном случае линейная горизонтальная развёртка заменяется круговой. Круговая развёртка, как показано в § 2.1, достигается путём подачи на взаимно-перпендикулярные пары отклоняющих пластин трубки двух переменных напряжений одинаковой частоты и амплитуды, но сдвинутых по фазе на 90° .

В этом случае светящееся пятно будет равномерно перемещаться по окружности со скоростью одного оборота за один период переменного напряжения, приложенного к отклоняющим пластинам трубки; вследствие этого на экране трубки появится светящаяся окружность. Если теперь синхронизировать периодичность посылки импульсов передатчиком ионосферной станции с частотой переменного напряжения, приложенного к отклоняющим пластинам трубки, то можно использовать электронно-лучевую трубку с круговой развёрткой в качестве устройства, фиксирующего время пробега импульса, а следовательно, и высоту отражающего слоя.

Для этого выходные зажимы радиоприёмника ионосферной станции соединяют с трубкой таким образом, чтобы каждый импульс, воспринятый радиоприёмником станции, вызывал бы на светящейся окружности соответствующие «всплески», (отклонения — рис. 5.25). Величина угла φ , образованного линиями, проходящими вдоль оси симметрии всплесков и опирающимися на центр окружности, позволяет судить о времени пробега импульса от радиопередатчика ионосферной станции до отражающего слоя и обратно к радиоприёмнику этой станции, а следовательно, и о высоте отражающего слоя.

В целях облегчения эксплуатационной работы станции, а также для исключения вычислительной работы целесообразно так же, как это было сделано в предыдущем индикаторе, воспользоваться масштабным приспособлением. Понятно, что в данном случае масштабная линейка должна быть заменена масштабной дугой, проградуированной непосредственно в километрах высоты отражающего слоя.

Масштабную дугу совмещают с частью светящейся окружности на экране трубки так, чтобы начало масштабной дуги (отметка с цифрой 0 километров) совпало с осью симметрии первого импульса, поступившего непосредственно от передат-

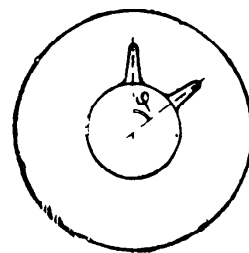


Рис. 5.25

чика станции. В этом случае местоположение отражённого импульса покажет на проградуированной масштабной дуге высоту отражающего слоя в километрах.

Поясним изложенное некоторыми цифровыми данными. Положим, что круговая развёртка осуществляется путём подачи сфазированных переменных напряжений с частотой 50 *гц* на отклоняющие пластины трубки. При этой частоте, очевидно, время пробега светового пятна по окружности будет равно $\frac{1}{50}$ *сек* (время одного оборота), или 20 *мсек*.

Располагая временем полного оборота, нетрудно вычислить цену одного градуса поворота в микросекундах (разделив время, необходимое для одного оборота, на 360°)

$$\frac{20 \cdot 10^3}{360} \approx 56 \text{ микросекунд на градус.}$$

Зная цену градуса в микросекундах, по ф-ле (5.25) находим цену того же градуса, но в километрах высоты отражающего слоя

$$0,15 \cdot 56 \approx 8,4 \text{ километра на градус.}$$

Совершенно очевидно, что градусы масштабной дуги могут быть заменены соответствующими им километрами высоты отражающего слоя. Проградуированная таким образом масштабная дуга позволяет по положению отражённого импульса определить непосредственно (не прибегая к вычислениям) высоту отражающего слоя в километрах.

§ 5.4. Фазовая телеграфия

Передача телеграфных сигналов переменными токами осуществляется путём воздействия на какой-либо из параметров гармонического колебания (амплитуду, частоту, фазу). Рассмотрим один из этих методов телеграфирования — фазовую манипуляцию.

Телеграфная манипуляция состоит в посылке определённой комбинации сигналов, получающихся при нажатии и отжатии ключа или другого устройства, которым производится манипуляция. Для исправной работы телеграфной связи необходимо, чтобы сигналы нажатия и отжатия имели существенное различие. Это облегчает их разделение на месте приёма и снижает возможность искажения принятой телеграммы.

В фазовой телеграфии нажатие соответствуют колебания некоторой определённой частоты и фазы, а отжатие — колебания той же частоты, но сдвинутые по отношению к первым на 180° .

Рассмотрим принципиальные схемы для осуществления данного вида манипуляции и для приёма манипулированных сигналов. На рис. 5.26 представлена одна из возможных схем полу-

чения манипулированных по фазе колебаний. В этой схеме лампы L_1 и L_2 фазового манипулятора получают переменные (возбуждающие) напряжения, сдвинутые по фазе на 180° за счёт применения трансформатора со средним выводом (стр. 47). Трансформатор образован катушкой колебательного контура кварцевого генератора L_1 и катушкой связи L_2 , средняя точка

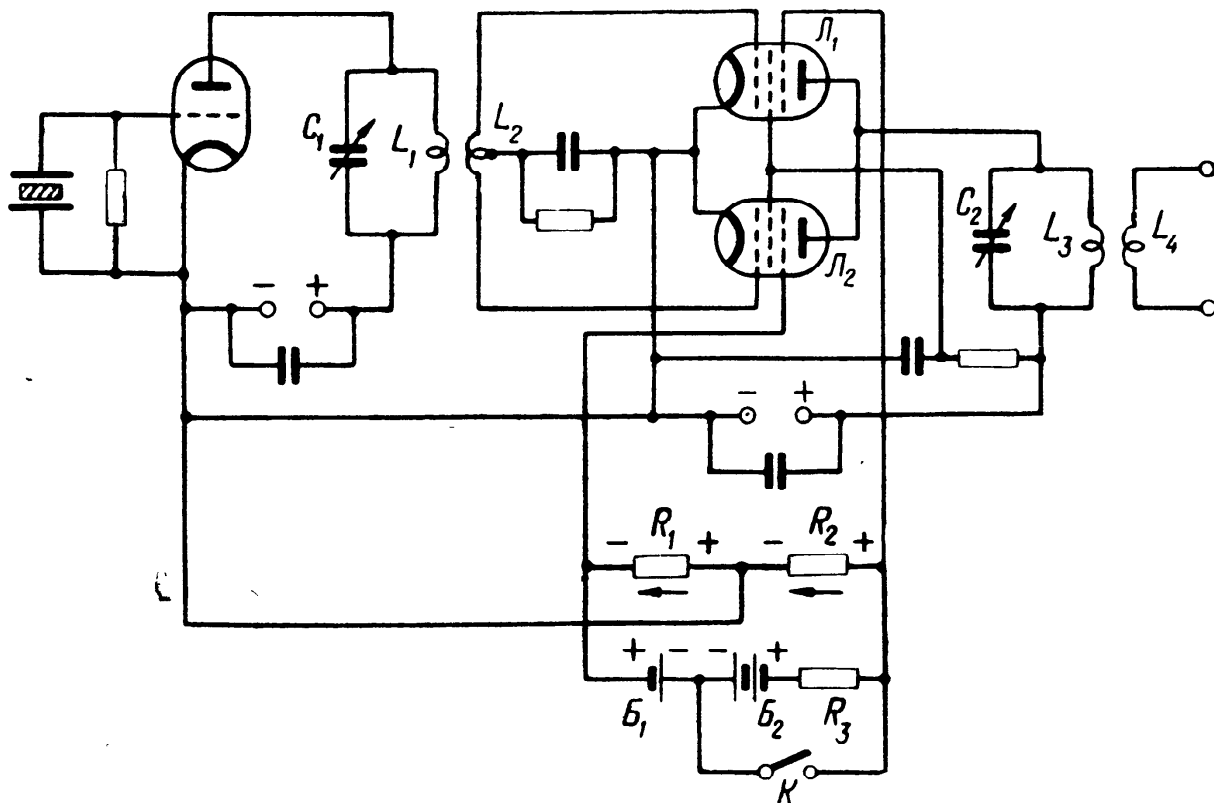


Рис. 5.26

которой связана с катодами электронных ламп (нулевой точкой схемы), а противоположные концы соединены с управляющими сетками ламп. Аноды ламп манипулятора включены параллельно и соединены с общим для обеих ламп колебательным контуром L_3C_2 .

При нажатии отпирается одна из ламп манипулятора и запирается другая. При отжатии лампы меняются ролями. В результате на зажимах колебательного контура L_3C_2 получают манипулированные по фазе колебания. Для отпираения и запираения ламп фазового манипулятора можно использовать обычную схему манипуляции по защитным сеткам ламп L_1 и L_2 . Эта схема образуется двумя батареями B_1 и B_2 и сопротивлениями R_1 , R_2 , R_3 . Напряжение батареи B_2 значительно выше напряжения батареи B_1 , и поэтому при отжатом ключе K ток по сопротивлениям схемы R_1 , R_2 протекает в направлении, указанном стрелками; при этом защитная сетка лампы L_1 получает положительное смещение, а защитная сетка лампы L_2 — отрицательное. Лампа L_1 манипулятора отпирается, а лампа L_2 запирается. При нажатом ключе K ток в сопротивлениях R_1

и R_2 определяется напряжением батареи B_1 и его направление оказывается обратным, показанному на рис. 5.26. Поэтому отпирается лампа L_2 и запирается лампа L_1 .

Таким образом, при манипуляции ключом K на зажимах колебательного контура L_3C_2 получается манипулированное по фазе напряжение, причём фазы напряжения, отвечающие нажатому и отжатому положениям ключа K , отличаются на 180° . Эти напряжения через трансформатор, образованный катушками L_3 и L_4 , передаются в последующие ступени передатчика.

Для приёма манипулированных по фазе колебаний можно использовать дифференциальный фазометр (рис. 1.21) или, как его называют иначе, фазовый детектор. Действительно, из градуировочных кривых данного фазометра (рис. 1.22 и 1.24) следует, что при изменении фазового угла напряжения, прикладываемого к входным зажимам трансформатора T_2 , на 180° , выходное напряжение фазометра (на нагрузочных сопротивлениях R_1 и R_2), сохраняя свою величину, меняет полярность. Переменная полярность выходного напряжения фазового детектора, точно следующая за изменением фазы входящих колебаний, используется для управления ламповыми схемами, посылающими импульсы тока в оконечную телеграфную аппаратуру. При малых скоростях работы, когда применяется механическое реле, оно может быть включено непосредственно в схему фазового детектора. Например, катушки двухкатушечного поляризованного реле можно включить вместо сопротивлений R_1 и R_2 (рис. 1.21), разумеется, при отключённой цепи индикатора.

На входе фазового детектора, кроме манипулированного по фазе переменного напряжения, должно обязательно присутствовать неманипулированное напряжение той же частоты (стр. 31). Требуемое переменное напряжение может быть подведено к входным зажимам трансформатора T_1 от вспомогательного генератора (гетеродина). Однако высокие требования к синхронности и синфазности работы такого гетеродина вынуждают искать иных путей получения неманипулированного напряжения. Наилучших результатов в отношении синхронности и синфазности можно достичь при использовании в качестве вспомогательного напряжения самого переменного напряжения принимаемого сигнала. Для этого необходимо превратить манипулированное по фазе переменное напряжение в неманипулированное. Рассмотрим один из возможных методов такого преобразования, предложенный А. А. Пистолькорсом.

Манипулированное по фазе напряжение, поступающее на вход трансформатора T_2 , имеет следующие два значения, соответствующие нажатию u_n и отжатию u_0 ключа:

$$u_n = U \sin \omega t,$$

$$u_0 = U \sin (\omega t + 180^\circ).$$

Если это манипулированное напряжение подать на вход удвоителя частоты, то на выходе удвоителя получится неманипулированное напряжение удвоенной частоты 2ω . Режиму нажатия ключа будет отвечать выходное напряжение удвоителя, равное

$$u_n = U \sin 2\omega t,$$

а режиму отжатия — напряжение, равное

$$u_0 = U \sin(2\omega t + 360^\circ).$$

Таким образом, на выходе удвоителя, несмотря на манипуляцию приходящего сигнала по фазе, появится неманипулированное напряжение удвоенной частоты

$$u = U \sin 2\omega t.$$

Подводя это напряжение на вход делителя частоты, получаем на его выходе неманипулированное напряжение требуемой частоты ω

$$u = U \sin \omega t,$$

обладающее высоким классом синхронности и синфазности.

Не касаясь схем и теории работы удвоителя и делителя частоты (О. Р., стр. 398 и 514), рассмотрим блок-схему приёмного устройства, использующего описанный выше метод получения вспомогательного напряжения (рис. 5.27). Приходящий сигнал поступает с одной стороны непосредственно к входным зажимам трансформатора T_2 фазового детектора $\Phi Д$, а с другой, — будучи преобразован в ступенях удвоения $У$ и деления $Д$ частоты, поступает через фазовращатель Φ на входные зажимы трансформатора T_1 фазового детектора. Фазовращатель Φ позволяет получить необходимые фазовые соотношения между манипулированным напряжением приходящего сигнала и неманипулированным вспомогательным напряжением.

Для исправной работы фазового детектора необходимо установить с помощью фазовращателя Φ такое значение фазы

вспомогательного напряжения, при котором одному из положений ключа передатчика соответствуют совпадающие по фазе сигнальное и вспомогательное напряжения, а другому положению ключа передатчика отвечают противофазные значения этих напряжений.

Рассмотрим теперь идею двукратной фазовой телеграфии. Двукратная фазовая телеграфия является прекрасной иллюстрацией тому, какие возможности открываются при правиль-

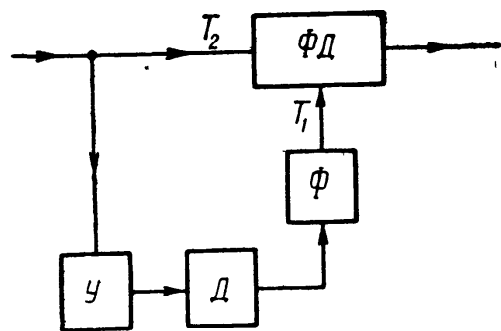


Рис. 5.27

ном использовании фазовых соотношений. Для большей наглядности воспользуемся методом векторных диаграмм. На рис. 5.28 приведена векторная диаграмма однократной фазовой телеграфии. Эта диаграмма показывает два возможных



Рис. 5.28

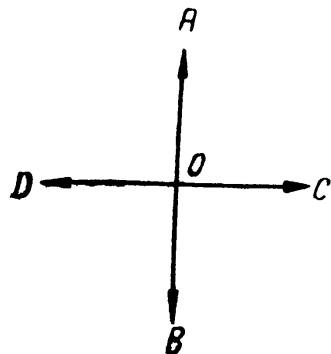


Рис. 5.29

положения векторов напряжения на зажимах выходного контура передатчика. Положив, что вектор OA отвечает

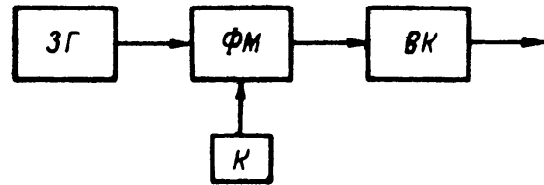


Рис. 5.30

нажатию ключа передатчика, получаем, что вектор OB , сдвинутый на 180° по отношению к вектору OA , соответствует отжатию ключа передатчика. Векторная диаграмма двукратной фазовой телеграфии показана на рис. 5.29. Сопоставляя рис. 5.28 и 5.29, мы видим, что второй канал образуется векторами OC и OD , из которых первый отвечает нажатию, а второй отжатию. Таким образом, если первый канал образуется манипуляцией синусоидального напряжения частоты ω , то второй канал осуществляется манипуляцией косинусоидального напряжения той же частоты.

Блок-схема передающего устройства для однократной телеграфии дана на рис. 5.30. Здесь $ЗГ$ — задающий генератор (на рис. 5.26 кварцованный); $ФМ$ — фазовый манипулятор, образованный на рис. 5.26 лампами L_1 и L_2 ; $ВК$ — выходной контур (контур L_3C_2 на рис. 5.26) и $К$ — ключ или другое устройство, которым производится манипуляция. При двукратной фазовой телеграфии (рис. 5.31) общими для всей схемы являются задающий генератор $ЗГ$ и выходной контур $ВК$, что же касается фазовых манипуляторов и ключей, то они относятся к определённым каналам.

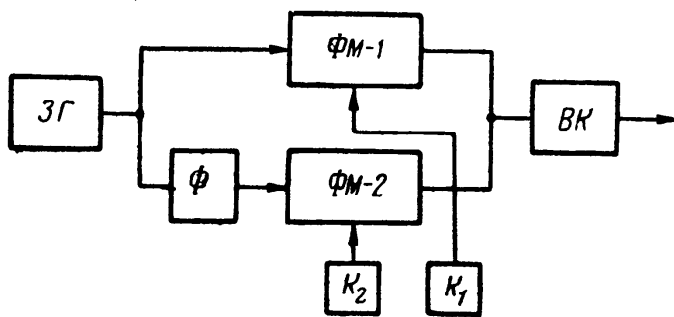


Рис. 5.31

лам. Переменное напряжение от задающего генератора непосредственно поступает в фазовый манипулятор первого канала $ФМ-1$. На зажимах выходного контура $ВК$ в зависимости от положения ключа K_1 появляется напряжение либо $U\sin\omega t$, либо $U\sin(\omega t + 180^\circ)$. В фазовый манипулятор второго канала $ФМ-2$

переменное напряжение от задающего генератора поступает через фазовращатель Φ , который обеспечивает фазовый сдвиг на 90° . Таким образом, при работе второго канала в зависимости от положения ключа K_2 на зажимах выходного контура появляется напряжение либо $U \cos \omega t$, либо $U \cos (\omega t + 180^\circ)$. Напряжение на зажимах выходного контура характеризуется векторной диаграммой рис. 5.32. Для каждого канала возможны два положения вектора напряжения на зажимах выходного контура. Когда работают оба канала, то из четырёх векторов присутствуют только два, которые и определяют равнодействующий вектор напряжения на зажимах выходного контура. В зависимости от положения ключей K_1 и K_2 возможны четыре комбинации:

- 1) в обоих каналах идёт нажатие (векторы OA и OC); напряжение на выходном контуре характеризуется вектором OE ;
- 2) в обоих каналах идёт отжатие (векторы OB и OD); напряжение на выходном контуре представляется вектором OF ;
- 3) в первом канале идёт нажатие (вектор OA), а во втором — отжатие (вектор OD); напряжение на выходном контуре отвечает положению вектора OG ;
- 4) во втором канале идёт нажатие (вектор OC), а в первом — отжатие (вектор OB); этой последней из возможных комбинаций соответствует вектор напряжения на выходном контуре OH .

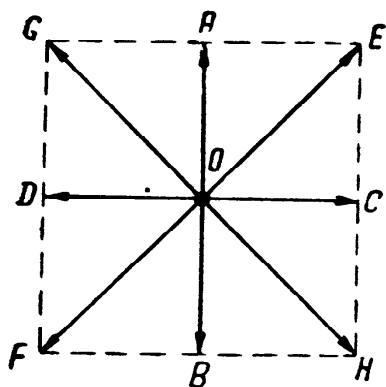


Рис. 5.32

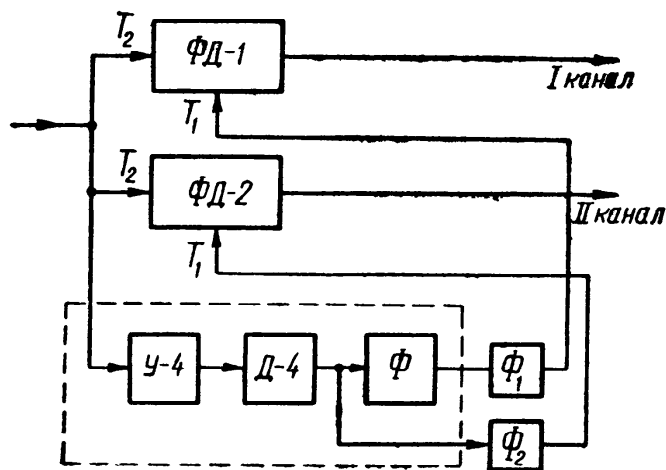


Рис. 5.33

Итак, в зависимости от положения ключей в каналах вектор напряжения на зажимах выходного контура, а следовательно, и на выходе передатчика может занимать одно из положений (OE , OF , OG , OH), показанных на рис. 5.32. Необходимо отметить, что переход от одного положения вектора к другому происходит путём поворота фазы на угол, кратный 90° . Это обстоятельство должно быть учтено при построении блок-схемы устройства для приёма двукратной фазовой телеграфии. Блок-схема

такого устройства показана на рис. 5.33. Аналогично передающему устройству блок-схема приёмника имеет элементы, общие для обоих каналов, и элементы, обеспечивающие работу каждого канала в отдельности. Общими для обоих каналов являются элементы схемы, обеспечивающие получение вспомогательного напряжения (обведены пунктиром). Остальные элементы схемы снабжены индексами, показывающими их принадлежность к соответствующему каналу.

Получение вспомогательного напряжения, т. е. преобразование двукратно-манипулированного по фазе напряжения частоты ω в неманипулированное переменное напряжений той же частоты ω , производится методом, аналогичным применяемому при приёме однократной фазовой телеграфии (рис. 5.27). Однако в данном случае устранение манипуляции в принятом сигнале не может быть осуществлено удвоением и делением частоты принятого сигнала, поскольку вектор напряжения на зажимах выходного контура занимает положения, отличающиеся на угол 90° или кратный 90° . Поэтому для устранения манипуляции в принятом сигнале при двукратной фазовой телеграфии требуется учетверение частоты принятого сигнала с последующим делением преобразованной частоты в четыре раза. При учетверении частоты фазовые сдвиги в 90° и кратные 90° обращаются соответственно в фазовые сдвиги 360° или кратные 360° , т. е. фазовая манипуляция сигнала двукратной передачи устраняется. Возвращение к исходному значению частоты после её учетверения требует деления преобразованной частоты в четыре раза.

В схеме рис. 5.33 вспомогательное напряжение получается в результате преобразования принятого сигнала в ступенях учетверения (У-4) и деления в четыре раза (Д-4).

Рассмотрим работу блок-схемы рис. 5.33 в целом. Приходящий сигнал поступает одновременно в три тракта схемы: тракт преобразования принятого сигнала в вспомогательное напряжение (нижняя часть схемы) и в тракты каналов передачи. Основными элементами каналов передачи являются фазовые детекторы $\Phi Д-1$ и $\Phi Д-2$, совершенно аналогичные фазовому детектору, применяемому при однократной телеграфии (рис. 1.21). Сигнал поступает к входным зажимам трансформаторов T_2 фазовых детекторов обоих каналов; к входным зажимам трансформаторов T_1 подводится преобразованное из принятого сигнала вспомогательное напряжение. В фазовый детектор $\Phi Д-2$ оно поступает непосредственно, а в фазовый детектор $\Phi Д-1$ — через фазовращатель Φ . Вследствие этого вспомогательные напряжения, подводимые к фазовым детекторам каналов, оказываются сдвинутыми по фазе на 90° . Для обеспечения больших возможностей при регулировании фазы вспомогательных напряжений каждый канал приёма имеет собственный фазовращатель ($\Phi-1$ и $\Phi-2$). К выходным зажимам фазовых детек-

торов приключается оконечная телеграфная аппаратура каналов.

Вектор результирующего напряжения на выходе передатчика (рис. 5.32) является геометрической суммой двух взаимно-перпендикулярных векторов напряжений, создаваемых отдельными каналами. При правильной регулировке фазовых соотношений взаимные помехи между каналами отсутствуют.

Положим, что во все три тракта приёмного устройства поступает сигнал, показанный на рис. 5.32 вектором OG . Этот вектор имеет две составляющие OA и OD . Установкой надлежащей фазы вспомогательного напряжения можно добиться того, что в первом канале составляющая, направленная по вертикальной оси, окажется в фазе или в противофазе с вспомогательным напряжением. В данном случае эта составляющая (OA) оказывается в фазе с вспомогательным напряжением и, следовательно, в первом канале получается нажатие.

Присутствие в первом канале составляющей OD не отразится на работе канала. Действительно, поскольку эта составляющая находится в квадратуре с вектором вспомогательного напряжения, её эффект на выходе фазового детектора, как это следует из теории работы фазового детектора, а также из рис. 1.22 и 1.24, будет равен нулю.

Фаза вспомогательного напряжения второго канала устанавливается таким образом, чтобы были в фазе или противофазе с вспомогательным напряжением составляющие сигнала, направленные по горизонтальной оси. В рассматриваемом случае горизонтальная составляющая принятого сигнала (вектор OD) находится в противофазе с вектором вспомогательного напряжения и во втором канале получается отжатие. Вертикальная составляющая сигнала (вектор OA), будучи определяющей в работе первого канала, во втором канале не вызовет никакого эффекта на выходе фазового детектора $\Phi Д-2$. Поэтому приёмное устройство, блок-схема которого показана на рис. 5.33, обеспечивает работу каналов двукратной фазовой телеграфии без взаимных помех между каналами.

§ 5.5. Компенсационные схемы

Компенсационные схемы, как правило, основываются на принципе совместного действия двух переменных синусоидальных напряжений; эти напряжения должны быть в противофазе, а их величины должны допускать возможность регулирования. С двумя подобного рода схемами мы уже познакомились ранее, так, в § 2.1 была рассмотрена простейшая схема с использованием трансформатора и потенциометра. Далее в § 4.7 была описана схема заградительного регенеративного фильтра; эта схема значительно сложнее первой, но позволяет осуществить весьма точную компенсацию напряжения интерференционной помехи, создающей характерный свист в радиоприёмнике.

Рассмотрим несколько схем, использующих изложенный выше принцип компенсации. В первую очередь ознакомимся с методом компенсации, носящим название нейтринирования (нейтрализации действия междуэлектродной ёмкости лампы).

Оконечные ступени мощных радиопередатчиков обычно работают на трёхэлектродных лампах, обладающих, особенно при параллельном включении ряда ламп, значительной ёмкостью анод — сетка C_{ac} ; через эту ёмкость происходит взаимное влияние колебательных систем оконечной и предоконечной ступеней передатчика, приводящее к неустойчивой его работе.

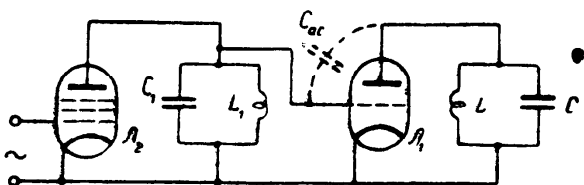


Рис. 5.34

На рис. 5.34 показана принципиальная схема оконечной ступени, работающей на трёхэлектродной лампе L_1 , и предоконечной ступени, использующей многоэлектродную лампу L_2 ; в целях упрощения схемы здесь не показаны источники пи-

тания, ряд вспомогательных деталей (конденсаторов, дросселей и т. п.), а также антенная цепь, являющаяся нагрузкой колебательного контура LC выходной ступени.

Обращаясь к схеме рис. 5.34, мы видим, что переменное напряжение, действующее на зажимах контура предоконечной ступени L_1C_1 , оказывается приложенным также к цепочке, состоящей из последовательно включённых междуэлектродной ёмкости лампы оконечной ступени C_{ac} и колебательного контура LC этой ступени. Совершенно также переменное напряжение, действующее на зажимах контура LC выходной ступени, оказывается приложенным к цепочке, состоящей из последовательно соединённых ёмкости C_{ac} и контура L_1C_1 ; таким образом и происходит процесс взаимного влияния колебательных систем выходной и предоконечной ступеней радиопередатчика.

Естественным путём ослабления взаимного влияния колебательных систем LC и L_1C_1 является уменьшение ёмкости C_{ac} , т. е. использование в выходной ступени передатчика многоэлектродных ламп, обладающих существенно меньшими значениями ёмкости C_{ac} по сравнению с этой ёмкостью в трёхэлектродной лампе.

По данному пути обычно и идут до тех пор, пока многоэлектродные лампы, выпускаемые промышленностью, позволяют получить требуемую мощность выходной ступени передатчика без необходимости прибегать к чрезмерно большому числу параллельно включённых ламп.

При значительных мощностях передатчика оказывается необходимым возвратиться к использованию в выходной ступени трёхэлектродных ламп. В этом случае иногда для устранения взаимного влияния колебательных систем LC и L_1C_1 применяют

компенсационные схемы; на рис. 5.35 показана одна из возможных схем компенсации. Эта схема отличается от схемы рис. 5.34 только способом включения колебательного контура L_1C_1 .

Действительно, в схеме рис. 5.34 переменное напряжение, действующее на зажимах контура L_1C_1 , поступает полностью и на цепочку, состоящую из последовательно включённых ёмкости C_{ac} и контура LC . В схеме же рис. 5.35 вследствие переноса нулевой точки с нижнего конца катушки L_1 на её середину и соединения нижнего конца катушки L_1 через конденсатор C_N с контуром выходной ступени LC взаимное влияние колебательных систем LC и L_1C_1 происходит по двум каналам. Переменное напряжение, действующее на зажимах катушки L_A (части катушки L_1), оказывается так же, как и в схеме рис. 5.34, приложенным к цепочке из последовательно соединённых ёмкости C_{ac} и контура LC . Одновременно с этим переменное напряжение на зажимах катушки L_B оказывается приложенным к цепочке, составленной из конденсатора C_N и контура LC . Поскольку переменные напряжения на зажимах катушек L_A и L_B находятся в противофазе, то переменные напряжения на контуре LC , создаваемые на нём по указанным двум каналам, также будут в противофазе. Так как ёмкость C_{ac} постоянна, а ёмкость C_N переменна, то, очевидно, путём изменения ёмкости C_N можно уравнять эти противофазные напряжения и получить их полную компенсацию, т. е. устранить взаимное влияние колебательных систем LC и L_1C_1 .

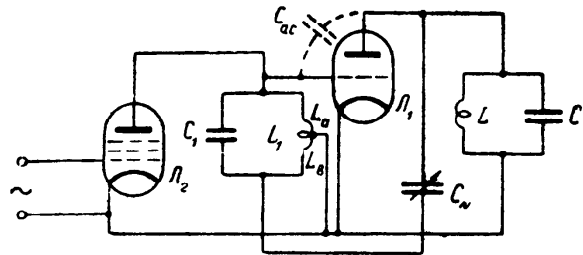


Рис. 5.35

Рассмотренная схема носит название схемы сеточной нейтрализации, поскольку в ней необходимые для компенсации противофазные напряжения снимаются с катушки контура, находящегося в сеточной цепи выходной ступени радиопередатчика

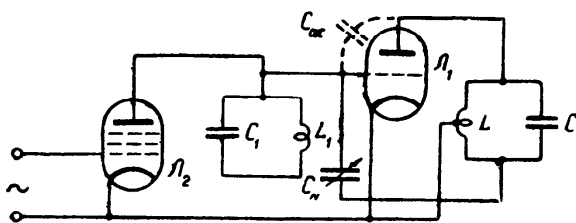


Рис. 5.36

Совершенно очевидно, что аналогичный метод компенсации может быть осуществлён путём использования средней точки катушки L выходной ступени. В этом случае (рис. 5.36) провод питания отсоединяется от нижнего конца катушки L и переносится к её средней точке, а нижний конец катушки L через нейтринный конденсатор C_N приключается к сетке лампы L_1 . В данной схеме необ-

ходимые для компенсации противофазные напряжения снимаются с катушки анодного контура; вследствие этого такую схему компенсации обычно называют схемой анодного нейтринирования.

В обеих схемах компенсации при условии, что средняя точка на катушке сеточного контура (рис. 5.35) или соответственно анодного контура (рис. 5.36) находится точно в середине катушек этих контуров, компенсация получается при равенстве ёмкостей нейтринного конденсатора C_N и ёмкости C_{ac} лампы выходной ступени.

В том же случае, когда средняя точка не делит катушку на равные части, т. е., скажем, для рис. 5.35 $L_A \neq L_B$, компенсация требует неравенства ёмкостей C_{ac} и C_N .

Индуктивности L_A , L_B и ёмкости C_{ac} и C_N находятся в следующем соотношении:

$$\frac{C_N}{C_{ac}} = \frac{L_A}{L_B}.$$

Это соотношение легко получить при замене рис. 5.35 и 5.36 эквивалентными мостовыми схемами. Так, на рис. 5.37 представлена эквивалентная схема сеточного нейтринирования. Условия баланса моста требуют, как известно, равенства произведений сопротивлений накрест лежащих плеч. Таким образом, для схемы рис. 5.35, в соответствии с её эквивалентным мостом (рис. 5.37), необходимо, чтобы

$$\omega L_A \frac{1}{\omega C_N} = \omega L_B \frac{1}{\omega C_{ac}}.$$

Отсюда и следует написанное выше соотношение между ёмкостями C_{ac} , C_N и индуктивностями L_A , L_B .

Перейдём к рассмотрению компенсационных схем для подавления гармоник тока в катушке индуктивности контура выходной ступени радиопередатчика.

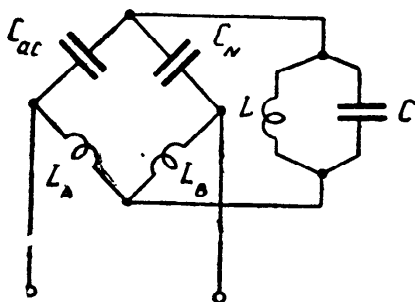


Рис. 5.37

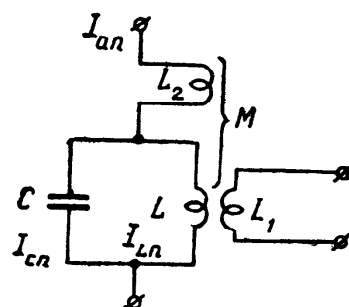


Рис. 5.38

В радиовещательных передатчиках средних и длинных волн нашла распространение индуктивная связь колебательного контура выходной ступени с цепью антенны. В этом случае наличие гармоник тока в катушке контура выходной ступени приводит к появлению в катушке антенной связи индуктированных

эдс этих гармоник, а следовательно, и к паразитным излучениям радиопередатчика.

На рис. 5.38 показана простейшая схема, позволяющая исключить какую-либо одну из гармоник тока. В этой схеме антенная цепь связана с контуром выходной ступени LC при помощи катушки L_1 . Для того чтобы в антенной цепи отсутствовала эдс нежелательной гармоники, следует исключить ток этой гармоники в катушке контура L . Для этой цели последовательно с контуром LC включается катушка индуктивности L_2 и между катушками L и L_2 устанавливается возможность изменения взаимной индуктивности M . В этом случае путём изменения «знака» (направления витков катушек L_1 и L_2) взаимной индуктивности, а также её величины можно достигнуть компенсации. Определим условия, обеспечивающие эту возможность. Пренебрегая активным сопротивлением катушки L , можно представить ток n -й гармоники в этой катушке I_{LN} выражением.

$$I_{LN} = \frac{U_n}{n \omega L}. \quad (5.26)$$

Здесь U_n — напряжение n -й гармоники на зажимах контура LC . Из ф-лы (5.26) следует, что для исключения гармоники тока I_{LN} необходимо обратить в нуль числитель её правой части; последнее достигается путём компенсации напряжения U_n эдс взаимной индуктивности U_M , наводимой катушкой L_2 в катушке L .

Эта эдс определится очевидной формулой

$$U_M = I_{an} n \omega M. \quad (5.27)$$

Здесь I_{an} — величина n -й гармоники анодного тока, протекающего в неразветвлённой части цепи (по катушке L_2); M — взаимная индуктивность между катушками L_2 и L .

Таким образом, для компенсации необходимо выполнить условие

$$U_n + U_M = 0.$$

Подставляя сюда значения U_n и U_M из ф-л (5.26) и (5.27), получаем

$$I_{LN} L + I_{an} M = 0. \quad (5.28)$$

Ток n -й гармоники в ёмкостной ветви контура I_{Cn} можно с достаточным приближением считать равным току этой гармоники в неразветвлённой цепи контура I_{an}

$$I_{Cn} \approx I_{an}.$$

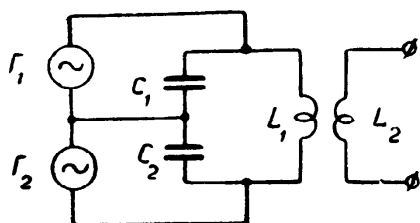
Но, как известно (О. Р., стр. 104), токи [в индуктивной I_{Ln} и ёмкостной I_{Cn} ветвях контура связаны следующим образом:

$$I_{Cn} = n^2 I_{Ln}. \quad (5.29)$$

Заменяя в ф-ле (5.28) значение I_{an} значением I_{Cn} , получаем

$$I_{Ln} L + I_{Cn} M = 0.$$

Наконец, при учёте равенства (5.29) приходим к окончательному выражению



$$-\frac{M}{L} = \frac{1}{n^2}. \quad (5.30)$$

Полученная формула даёт величину необходимой взаимной индуктивности M

$$|M| = \frac{1}{n^2} L,$$

Рис. 5.39

и, кроме того, знак левой части формулы указывает на требуемое для компенсации направление витков катушек L и L_2 .

Описанный метод компенсации, как уже отмечалось, позволяет подавить лишь какую-либо из наиболее сильно выраженных гармоник тока в катушке контура L .

Рассмотрим ещё один компенсационный метод, позволяющий подавить одновременно все чётные гармоники тока в катушке контура выходной ступени передатчика. Этот метод основывается на использовании в оконечной ступени передатчика так называемой двухтактной схемы. Эквивалентная схема такого устройства показана на рис. 5.39. Здесь Γ_1 и Γ_2 — два генератора переменного тока, эдс которых сдвинуты по фазе на 180° . Практически эти генераторы образуются двумя электронными лампами (или двумя группами параллельно включённых ламп), сетки которых получают противофазные переменные напряжения от предоконечной ступени; эта последняя, в свою очередь, также построена по двухтактной схеме.

Общая ёмкость контура выходной ступени образуется двумя последовательно включёнными конденсаторами C_1 и C_2 ; нагрузка (антенная цепь) посредством катушки L_2 индуктивно связана с катушкой L_1 контура.

Ток, развиваемый первым генератором, разветвляется на две цепи: через конденсатор C_1 и через последовательно соединённые катушку L_1 и конденсатор C_2 . Для определения условия, при котором происходит подавление гармоник тока в катушке L_1 представляет интерес, разумеется, только ток, идущий через эту катушку и конденсатор C_2 .

Полагая, что генератор Γ_1 , помимо основной частоты, имеет ещё ряд гармонических, можно представить вектор тока, протекающего по цепи LC_2 , в следующем виде:

$$I' = I'_1 e^{i(\omega t - \varphi_1)} + I'_2 e^{i(2\omega t - \varphi_2)} + I'_3 e^{i(3\omega t - \varphi_3)} + \dots$$

где $I'_1, I'_2, I'_3 \dots$ — абсолютные значения векторов тока, развиваемого генератором Γ_1 в цепи $L_1 C_2$,

$\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3 \dots$ — фазовые углы соответствующих векторов тока.

Второй генератор Γ_2 посылает ток через конденсатор C_2 и цепь, состоящую из последовательно соединённых катушки L_1 и конденсатора C_1 . Поскольку генератор Γ_2 развивает эдс, сдвинутую по

отношению к эдс первого генератора на 180° , можно представить вектор тока в цепи LC_1 следующим образом:

$$I'' = I_1'' e^{i[(\omega t + \pi) - \varphi_1']} + I_2'' e^{i[2(\omega t + \pi) - \varphi_2']} + I_3'' e^{i[3(\omega t + \pi) - \varphi_3']} + \dots$$

Переписывая последнее выражение в другой форме

$$I'' = I_1'' e^{i(\omega t - \varphi_1')} e^{i\pi} + I_2'' e^{i(2\omega t - \varphi_2')} e^{i2\pi} + \\ + I_3'' e^{i(3\omega t - \varphi_3')} e^{i3\pi} + \dots$$

и замечая, что

$$e^{i\pi} = e^{i3\pi} = e^{i5\pi} = -1,$$

а

$$e^{i2\pi} = e^{i4\pi} = e^{i6\pi} = 1,$$

приходим к выражению

$$I'' = -I_1'' e^{i(\omega t - \varphi_1')} + I_2'' e^{i(2\omega t - \varphi_2')} - \\ - I_3'' e^{i(3\omega t - \varphi_3')} + \dots$$

Генераторы G_1 и G_2 подключены к противоположным концам контура, следовательно, результирующий ток через катушку L равен

$$I' - I'' = I_1' e^{i(\omega t - \varphi_1)} + I_1'' e^{i(\omega t - \varphi_1')} + \\ + I_2' e^{i(2\omega t - \varphi_2)} - I_2'' e^{i(2\omega t - \varphi_2')} + \\ + I_3' e^{i(3\omega t - \varphi_3)} + I_3'' e^{i(3\omega t - \varphi_3')} + \dots$$

При идентичности генераторов G_1 и G_2 (симметрии и тщательной настройке двухтактной схемы), а также равенстве ёмкостей конденсаторов C_1 и C_2 можно считать, что

$$I_1' = I_1'' = I_1; \quad I_2' = I_2'' = I_2 \text{ и т. д.}$$

и

$$\varphi_1 = \varphi_1'; \quad \varphi_2 = \varphi_2' \dots \text{ и т. д.}$$

Тогда последнее выражение принимает вид

$$I' - I'' = 2I_1 e^{i(\omega t - \varphi_1)} + 2I_3 e^{i(3\omega t - \varphi_3)} +$$

Следовательно, по катушке контура L_1 протекает лишь ток основной частоты ω и токи нечётных гармоник 3ω , 5ω и т. д. Поскольку токи чётных гармоник в катушке контура L_1 скомпенсированы, то, очевидно, эти гармоники будут отсутствовать и в антенной цепи (катушке L_2).

§ 5.6. Некоторые дополнительные примеры использования фазовых сдвигов

Рассмотрим несколько примеров, показывающих возможности использования метода фазовых соотношений для решения неко-

торых задач из области измерительной техники, радионавигации и т. п.

В качестве первого примера изложим принцип работы устройства для измерения угла наклона проходящих в пункт радиоприёма волн, отражённых от ионосферы. Это устройство (рис. 5.40) состоит из двух вертикальных разнесённых антенн, соединённых каждая со своим радиоприёмником.

Радиоприёмники имеют общий первый гетеродин. Полученные в радиоприёмниках переменные напряжения промежуточной частоты поступают далее в фазометр, позволяющий измерить величину фазового сдвига между напряжениями, создаваемыми в антеннах электромагнитной волной, угол наклона которой желательно измерить.

Как будет показано ниже, если известны: а) расстояние между разнесёнными вертикальными антеннами, б) длина волны проходящих колебаний λ и в) фазовый сдвиг φ между эдс, наводимыми проходящей электромагнитной волной в вертикальных приёмных антеннах, то угол наклона θ проходящей электромагнитной волны может быть определён по формуле

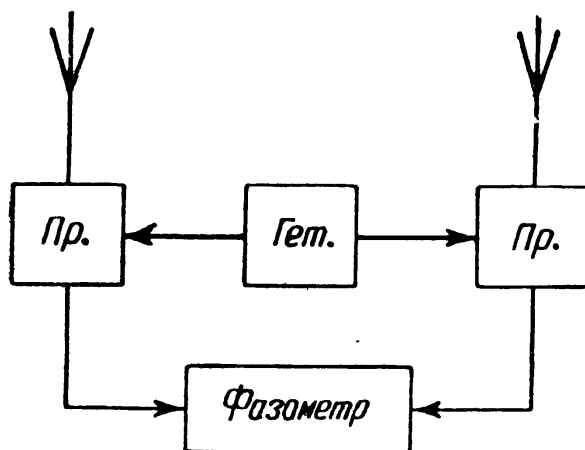


Рис. 5.40

$$\theta = \arccos \frac{\varphi^\circ}{360^\circ} \cdot \frac{\lambda}{d}. \quad (5.31)$$

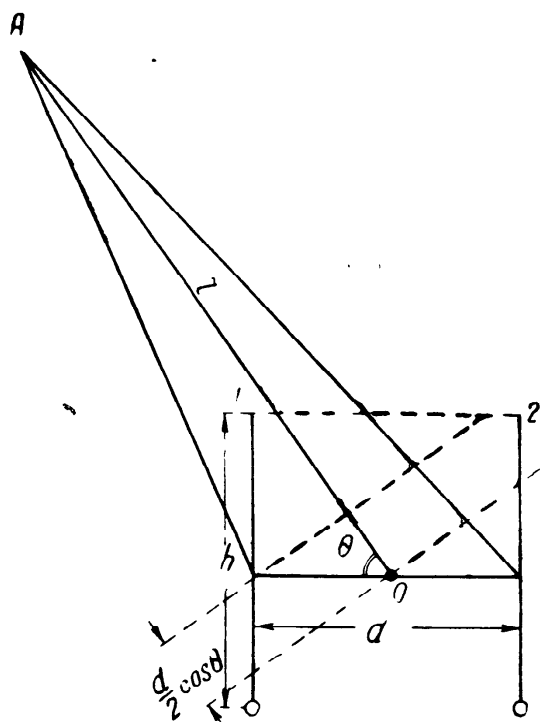


Рис. 5.41

Справедливость данной формулы легко показать методом, применённым в отношении рамочной антенны (§ 5.2). Положим, что в точку, где расположены вертикальные антенны измерительного устройства, приходит электромагнитная волна, имеющая угол наклона θ (рис. 5.41) и создающая в данной точке напряжённость электрического поля E . Положив далее, что расстояние от радиопередатчика до точки O , расположенной в центре линии, соединяющей вертикальные антенны, равно r , нетрудно написать выраже-

ния для эдс, создаваемых проходящей электромагнитной волной соответственно в первой (e_1) и во второй (e_2) антеннах:

$$e_1 = Eh \sin \left[\omega t - \alpha \left(r - \frac{a}{2} \cos \theta \right) \right], \quad (5.32)$$

$$e_2 = Eh \sin \left[\omega t - \alpha \left(r + \frac{a}{2} \cos \theta \right) \right]. \quad (5.33)$$

В эти формулы, помимо оговоренных ранее величин, входят ещё h — высота вертикальных антенн и α — постоянная сдвига фазы, равная $\frac{2\pi}{\lambda}$.

Из выражений (5.32) и (5.33) следует, что величина фазового сдвига φ между переменными эдс, наводимыми в антеннах, равна

$$\varphi = \omega t - \alpha r + \frac{\alpha d}{2} \cos \theta - \omega t + \alpha r + \frac{\alpha d}{2} \cos \theta = \alpha d \cos \theta.$$

Подставляя сюда значение α

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d \cos \theta$$

и выражая величину фазового сдвига в градусах

$$\varphi^\circ = 360^\circ \frac{d}{\lambda} \cos \theta,$$

приходим к ф-ле (5.31).

В качестве второго примера рассмотрим некоторые возможности использования метода фазовых сдвигов для целей радионавигации. В предыдущем параграфе были рассмотрены два радиотехнических метода измерения расстояний — интерференционный и импульсный. Оба эти метода могут быть использованы не только для измерения расстояний, но также и для определения местоположения движущегося объекта, скажем, корабля или самолёта.

Использование радиотехнических методов измерения расстояния для целей навигации требует наличия трёх, специально для этой цели предназначенных, радиопередатчиков A , B , C (рис. 5.42). Один из этих передатчиков называется управляющим, а остальные два — исполняющими; все три радиопередатчика являются единой согласованно действующей системой. Эта система излучает либо незатухающие колебания, между которыми можно измерять величину фазового сдвига (при интерференционном методе), либо излучает импульсы, между которыми измеряется сдвиг во времени их прихода в данную точку.

Сосредоточим своё внимание вначале на эффекте, создаваемом работой только двух станций A и B . Если эти станции работают согласованно, то на обслуживаемой ими площади можно найти ряд точек, в которых фазовый сдвиг между колебаниями, приходящими от станций A и B , или сдвиг во времени между импульсами, поступающими от обоих передатчиков, имеет оди-

наковое значение. Нанося эти точки на карту обслуживаемой площади и соединяя их плавными линиями, получают на карте семейство кривых, носящих название изофаз при интерференционном методе или изохрон — при импульсном методе. Исследование вопросов, связанных с фазой или временем прихода сигналов от радиопередатчиков A и B в различные точки обслуживаемого данной системой пространства, показывает, что изофазы так же, как и изохроны, изображаются семейством конфокальных

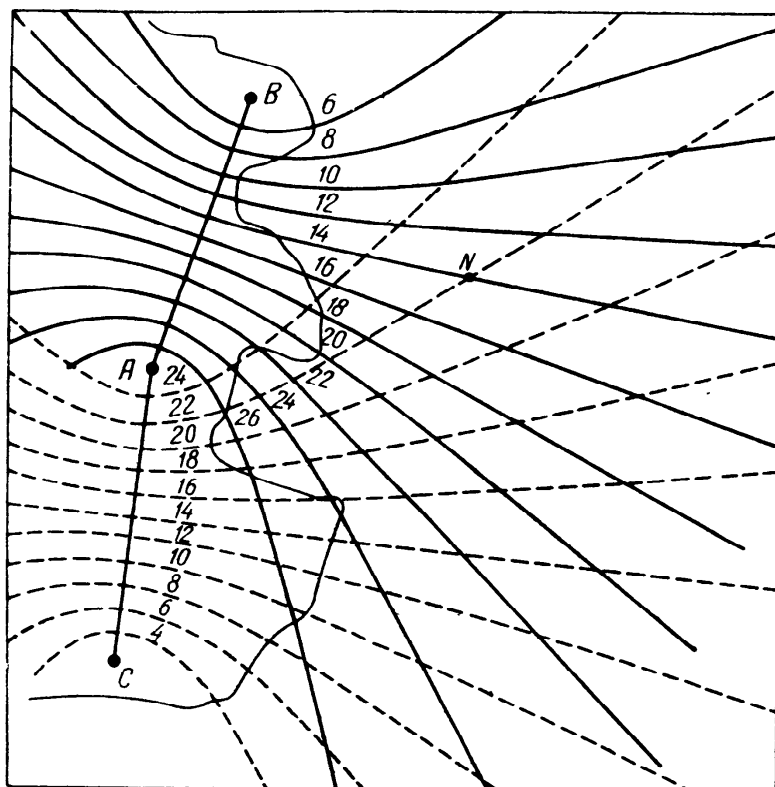


Рис. 5.42

гипербол, фокусами которых являются соответственно радиопередатчики A и B . Это непосредственно следует из самого определения гиперболы, как геометрического места точек, расстояния которые от двух данных точек F_1 и F_2 (фокусов) разнятся на некоторую постоянную величину.

Если теперь взять в данной системе другую пару радиопередатчиков A и C , то для данной пары также можно нанести на карту семейство изофаз или изохрон. Для того чтобы иметь возможность отличать семейства кривых, относящихся к соответствующим парам радиопередатчиков, кривые наносятся на карту краской различного цвета. На рис. 5.36 семейство гипербол, относящихся к паре радиопередатчиков A и B , нанесено сплошными линиями, а семейство гипербол для пары передатчиков A и C — пунктирными.

При наличии системы трёх согласованно работающих радиопередатчиков и карт с нанесёнными на них сетками изофаз или

изохрон (в зависимости от применяемой системы радионавигации) достаточно иметь на движущемся объекте только радиоприёмное устройство, позволяющее принимать и сравнивать фазовые (при интерференционном методе) или временные (при импульсном методе) сдвиги в колебаниях или импульсах, приходящих от заданной пары радиопередатчиков системы.

• Таким образом, процесс определения местоположения движущегося объекта (или объектов) сводится к следующему: радиоприёмник на объекте, местоположение которого необходимо определить, включают таким образом, чтобы он принимал и сравнивал время сдвига между импульсами, приходящими от управляющей станции *A* и исполняющей *B* (полагая для определённости, что в рассматриваемом примере используется импульсный метод). Пусть это время равно 14 мксек; тогда, очевидно, местоположение объекта находится где-то на изохроне, отмеченной цифрой 14 и нанесённой сплошной линией (поскольку эта изохрона относится к паре радиопередатчиков *A* и *B*).

Переключив далее радиоприёмник для приёма импульсов от управляющей станции *A* и исполняющей *C*, определяют время сдвига между импульсами, принимаемыми от данной пары радиопередатчиков. Положим, что это измерение дало 22 мксек. Поскольку во время измерения местоположение объекта не менялось, очевидно, что точка на карте, в которой находится объект в данный момент (в момент производства измерения), будет точкой пересечения сплошной гиперболы с отметкой 14 и пунктирной гиперболы с отметкой 22 (точка *N* на рис. 5.42).

При использовании интерференционного метода процесс определения местоположения движущегося объекта будет совершенно аналогичен с той лишь разницей, что теперь необходимо определить фазовые сдвиги, получающиеся при приёме сигналов от пары станций *A* и *B* и пары станций *A* и *C*. Отыскивая на карте изофазы, отвечающие полученным при измерениях фазовым сдвигам, находят местоположение объекта как точку пересечения соответствующих изофаз.

Рассмотрим ещё один иллюстративный пример — применение фазовых сдвигов для использования электронной лампы в качестве реактивного сопротивления. Электронная лампа, у которой переменные слагающие анодного напряжения и тока имеют фазовый сдвиг в 90° , представляет собой между зажимами анод — катод реактивное сопротивление, характер которого (индуктивность или ёмкость) будет определяться «стороной сдвига» между указанными выше переменными составляющими анодного напряжения и тока; этот фазовый сдвиг обеспечивается надлежащей фазировкой переменных напряжений, поступающих в анодную и сеточную цепи лампы. Как будет показано позже, такая лампа, обычно называемая реактивной лампой, представляет собой в общем виде комплексное сопротивление, реактивная составляющая которого может быть сделана существенно превы-

шающей её активную составляющую. Ценным свойством реактивной лампы является то, что она представляет собой не просто некоторое реактивное сопротивление (индуктивное или ёмкостное), а управляемое реактивное сопротивление.

Возможность управления величиной реактивного сопротивления лампы (например, изменением смещающего напряжения на управляющей сетке лампы) открывает широкое поле для использования реактивной лампы в различных устройствах, связанных с частотной и фазовой модуляцией, а также с автоматической подстройкой частоты. Во всех этих применениях реактивная лампа, являясь переменной индуктивностью или ёмкостью, подключается параллельно колебательному контуру схемы и тем меняет его параметры, приводя к соответствующему изменению частоты или фазы генерируемых или усиливаемых колебаний.

После этого краткого введения обратимся к анализу работы лампы данного типа. Реактивная лампа подключается своими зажимами анод — катод к тем точкам схемы, между которыми желательно иметь переменное реактивное сопротивление. Таким образом, переменное напряжение между точками AB (рис. 5.43), скажем, напряжение на зажимах параллельного колебательного контура, является переменным анодным напряжением U_a . Это же переменное напряжение посредством потенциометра, образованного сопротивлениями Z_1 и Z_2 , подаётся также на сетку — катод реактивной лампы.

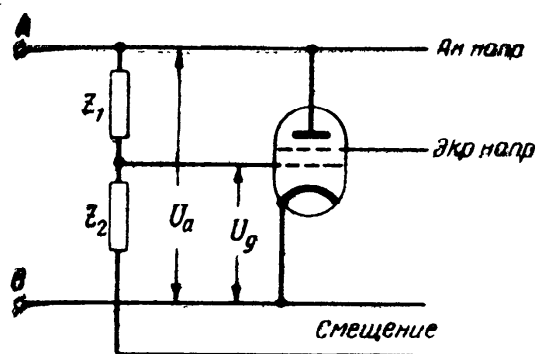


Рис. 5.43

Назначение этого потенциометра состоит не только в том, чтобы снизить величину переменного напряжения, поступающего на сетку реактивной лампы, но и в том, чтобы установить необходимый фазовый сдвиг между напряжением на зажимах AB схемы и напряжением, действующим в сеточной цепи реактивной лампы. Этот фазовый сдвиг должен быть равен 90° для того, чтобы переменная слагающая анодного тока оказалась в квадратуре с приложенным к зажимам анод — катод реактивной лампы переменным напряжением. Требуемая фазировка напряжений осуществляется надлежащим выбором величин активного и реактивного сопротивлений, из которых образуется потенциометр Z_1, Z_2 .

В зависимости от способа включения сопротивлений потенциометра Z_1 и Z_2 реактивная лампа может представлять собой либо индуктивную, либо ёмкостную реактивность.

Выведем некоторые соотношения, позволяющие проанализировать работу реактивной лампы. Входная проводимость реактивной лампы — проводимость между зажимами анод — катод

равняется отношению амплитуды переменной составляющей анодного тока I_a к амплитуде переменного анодного напряжения U_a

$$Y_{вх} = \frac{I_a}{U_a}. \quad (5.34)$$

Переменная слагающая анодного тока в случае использования в качестве реактивной лампы тетрода или пентода (т. е. при больших значениях внутреннего сопротивления R_i) связана с амплитудой переменного напряжения на сетке U_g соотношением

$$I_a = S U_g,$$

где S — крутизна анодной характеристики лампы.

Подставляя это значение в ф-лу (5.34), имеем

$$Y_{вх} = S \frac{U_g}{U_a}. \quad (5.35)$$

Поскольку переменное напряжение U_a действует на обоих последовательно соединённых сопротивлениях потенциометра Z_1, Z_2 , а напряжение U_g — на сопротивлении Z_2 потенциометра, то отношение переменных напряжений U_g и U_a может быть следующим образом связано с сопротивлениями Z_1 и Z_2 , образующими потенциометр:

$$\frac{U_g}{U_a} = \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2}.$$

Подставляя это в ф-лу (5.35), получаем окончательное выражение для входной проводимости реактивной лампы

$$Y_{вх} = S \frac{1}{1 + \frac{Z_1}{Z_2}}. \quad (5.36)$$

Полученная формула позволяет исследовать характер поведения реактивной лампы при различных по характеру сопротивлениях, из которых составлен потенциометр.

Для пояснения сказанного определим входную проводимость реактивной лампы, потенциометр которой составлен из активного сопротивления R , включённого в качестве сопротивления Z_1 потенциометра, и конденсатора C , помещённого на место сопротивления Z_2 ,

$$Z_1 = R; \quad Z_2 = \frac{1}{i\omega C}.$$

Подставляя эти значения в ф-лу (5.36), имеем

$$Y_{вх} = \frac{S}{1 + i\omega CR}.$$

Освобождаясь от мнимости в знаменателе, получаем следующее:

$$Y_{вх} = \frac{S}{1 + (\omega CR)^2} - i \frac{S \omega CR}{1 + (\omega CR)^2} = a - ib.$$

Таким образом, входная проводимость лампы образуется параллельным соединением двух сопротивлений: активного

$$R_9 = \frac{1}{a} = \frac{1 + (\omega CR)^2}{S} \quad (5.37)$$

и реактивного

$$x_9 = -\frac{1}{ib} = i \frac{1}{b} = i \frac{1 + (\omega CR)^2}{S \omega CR}. \quad (5.38)$$

Поскольку реактивное сопротивление имеет значок $+i$, это означает, что данное реактивное сопротивление является индуктивным. Следовательно, можно написать, что

$$x_9 = \omega L_9.$$

Подставив сюда значение x_9 из ф-лы (5.38), имеем

$$\omega L_9 = \frac{1 + (\omega CR)^2}{S \omega CR}$$

и, следовательно, эквивалентная индуктивность реактивной лампы

$$L_9 = \frac{1 + (\omega CR)^2}{S \omega^2 CR}.$$

Итак, в данном случае входная проводимость реактивной лампы является комплексной.

Реактивная лампа, как отмечалось ранее, имеет назначение воздействовать на колебательные системы в целях получения необходимого изменения частоты или фазы генерируемых или усиливаемых гармонических колебаний в заданной схеме. Если реактивная лампа обладает комплексной входной проводимостью, то в процессе работы изменение реактивного сопротивления (прямое назначение реактивной лампы) будет сопровождаться одновременным изменением и активной составляющей входной проводимости. Это обстоятельство обычно является нежелательным, так как приводит к появлению дополнительных (паразитных) явлений, сопутствующих нормальной работе реактивной лампы.

Совершенно очевидно, что для того, чтобы реактивная лампа могла рассматриваться и фактически функционировать, как чисто реактивное сопротивление, необходимо, чтобы между параллель-

но включёнными сопротивлениями R_g и x_g , образующими входную проводимость реактивной лампы, существовало неравенство

$$x_g \ll R_g.$$

В целях установления возможностей воздействия на работу реактивной лампы для выполнения написанного выше неравенства найдём выражение для отношения этих сопротивлений

$$\frac{R_g}{x_g}.$$

Подставляя сюда значения R_g и x_g из ф-л (5.37) и (5.38), после очевидных сокращений имеем

$$\frac{R_g}{x_g} = R \omega C.$$

Но, поскольку $R = Z_1$ и $\frac{1}{\omega C} = Z_2$, последнее соотношение может быть переписано следующим образом:

$$\frac{R_g}{x_g} = \frac{Z_1}{Z_2}.$$

Итак, в данной конкретной схеме реактивную лампу можно рассматривать как чисто реактивное сопротивление, если установить между сопротивлениями, образующими потенциометр Z_1 , Z_2 , следующее неравенство:

$$R \gg \frac{1}{\omega C}.$$

Необходимость выполнения написанного неравенства станет совершенно ясной, если учесть, что потенциометр Z_1 , Z_2 , состоящий из последовательно включённых сопротивления R и конденсатора C , представляет собой одну из элементарных схем фазовращателей, рассмотренных в § 2.1.

Действительно, перечерчивая схему потенциометра Z_1 , Z_2 в несколько ином виде (рис. 5.44), убеждаемся, что она представляет собой схему фазовращателя, показанную на рис. 2.2

(см. § 2.1). Эта последняя, как известно, при соотношении между элементами схемы $R \gg \frac{1}{\omega C}$ обеспечивает фазовый сдвиг тем более близкий к 90° , чем сильнее выражено написанное выше неравенство.

Таким образом, чем сильнее выражено неравенство между сопротивлениями Z_1 и Z_2 , образующими схему потенциометра,

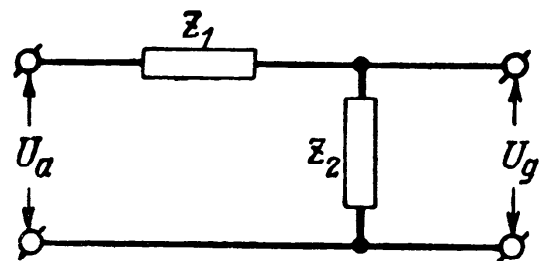


Рис. 5.44

тем ближе к 90° фазовый сдвиг между переменными напряжениями, поступающими на анод и сетку реактивной лампы, а следовательно, тем меньше эффект её активной составляющей и тем больше оснований рассматривать лампу как чисто реактивное сопротивление.

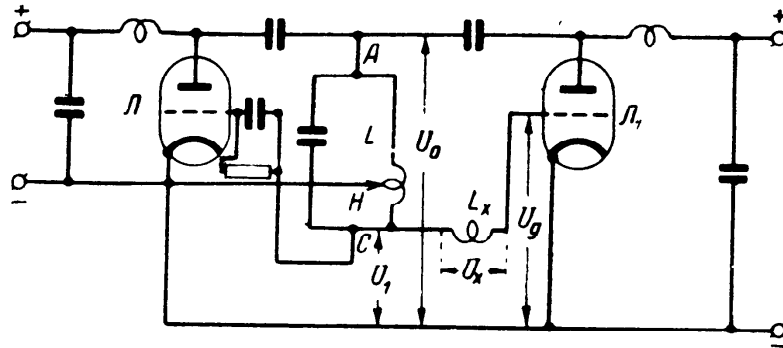


Рис. 5.45

Установление фазового сдвига в 90° между напряжениями U_a и U_g , обеспечивающего исправное действие реактивной лампы, можно осуществить путём применения более сложной схемы фазовращателя, например, используя в качестве потенциометра Z_1, Z_2 искусственную линию типа RC .

Возможны, разумеется, и другие способы обеспечения необходимого фазового сдвига в 90° между переменными слагающими анодного напряжения и тока реактивной лампы. Так, например, на рис. 5.45 показано включение реактивной лампы $Л_1$ параллельно колебательному контуру генератора, работающего на лампе $Л$. Такое включение обеспечивает получение необходимых фазовых соотношений.

Рассмотрим работу реактивной лампы в схеме рис. 5.45. Переменная слагающая анодного тока этой лампы (обозначим её I_a) зависит от переменного анодного напряжения U_a , снимаемого с зажимов $АН$ индуктивности L колебательного контура генератора, и переменного сеточного напряжения U_g , снимаемого с зажимов $НС$ той же индуктивности.

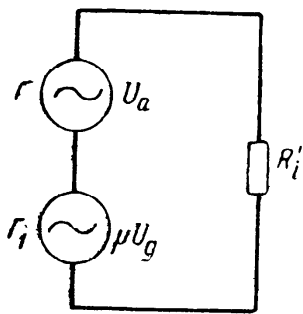


Рис. 5.46

Эквивалентная схема анодной цепи реактивной лампы представлена на рис. 5.46. Здесь генератор G развивает эдс U_a , равную амплитуде напряжения, снимаемого с зажимов $АН$ катушки L ; генератор G_1 имеет эдс μU_g , где U_g — амплитуда напряжения, поступающего на сетку реактивной лампы $Л_1$; R_i представляет собой приведённое внутреннее сопротивление реактивной лампы $Л_1$, определяемое по формуле, известной из теории лампового генератора,

$$R_i = R_l \frac{\pi}{\theta - \sin \theta \cdot \cos \theta}.$$

Здесь R_i — внутреннее сопротивление реактивной лампы, а θ — угол отсечки её анодного тока.

Построим векторную диаграмму (рис. 5.47) для эквивалентной схемы рис. 5.46. Возьмём за исходный вектор U_a — амплитуду напряжения, снимаемого с точек $АН$ индуктивности L . Напряжение, снимаемое с зажимов $НС$ той же индуктивности L , которое обозначим U_1 , должно быть отложено под углом 180° по отношению к вектору U_a (напряжения, снимаемые с точек $АН$ и $НС$ индуктивности L , как это следует из включения, показанного на рис. 5.45, сдвинуты между собой на 180°).

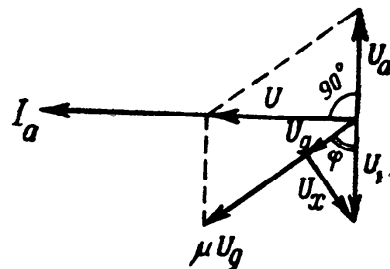


Рис. 5.47

Напряжение U_1 падает на двух последовательно соединённых сопротивлениях: на сопротивлении сетка — катод реактивной лампы (обозначим это сопротивление R_g) и на индуктивном сопротивлении катушки L_x . Учитывая характер этих сопротивлений, чертим треугольник напряжений. Здесь вектор U_g — падение напряжения на зажимах сетка — катод реактивной лампы (переменное сеточное напряжение), а U_x — вектор падения напряжения на катушке L_x . Из этого треугольника напряжения следует, что

$$U_1 = \sqrt{U_g^2 + U_x^2}$$

и

$$\varphi = \arctg \frac{\omega L_x}{R_g}. \quad (5.39)$$

Помножив вектор U_g на коэффициент усиления реактивной лампы μ , получаем эдс генератора Γ_1 . Геометрическая сумма векторов U_a и μU_g даст вектор результирующей эдс U , действующей в эквивалентной схеме реактивной лампы.

Нетрудно убедиться, что путём подбора индуктивности катушки L_x или, иначе, путём воздействия на угол φ [ф-ла (5.39) и рис. 5.47] можно добиться такого положения, при котором вектор результирующей эдс U окажется в квадратуре с вектором U_a .

Учитывая, что R_i является чисто активным сопротивлением, чертим вектор переменной слагающей анодного тока I_a — вектор тока в эквивалентной схеме — совпадающим с вектором результирующей эдс U .

Итак, при надлежащем выборе величины индуктивности L_x можно получить сдвиг по фазе на 90° между переменными слагающими анодного тока I_a и напряжения U_a . Поскольку ток I_a опережает напряжение U_a на 90° , следует считать, что в данном

случае реактивная лампа эквивалентна некоторому конденсатору C_g , ёмкостное сопротивление которого определится соотношением

$$\frac{1}{\omega C_g} = \frac{U_a}{I_a}. \quad (5.40)$$

Ток I_a согласно эквивалентной схеме рис. 5.46 равен

$$I_a = \frac{U}{R_i}. \quad (5.41)$$

Что касается результирующей эдс U , то таковая в соответствии с векторной диаграммой рис. 5.41 равна

$$U = \sqrt{(\mu U_g)^2 - U_a^2}. \quad (5.42)$$

Подставляя значения I_a и U из ф-л (5.41) и (5.42) в соотношение (5.40), получаем выражение для ёмкости C_g :

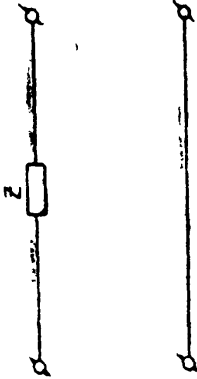
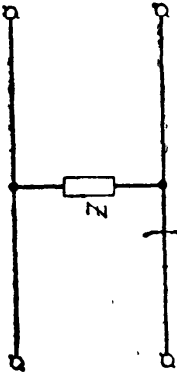
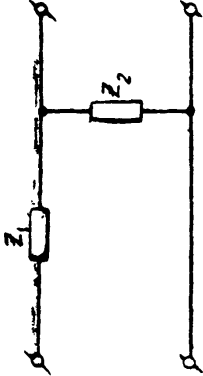
$$C_g = \frac{1}{\omega R_i} \sqrt{\left(\frac{\mu U_g}{U_a}\right)^2 - 1}. \quad (5.43)$$

Из ф-лы (5.43) следует, что ёмкость C_g можно изменять за счёт изменения R_i , что, в свою очередь, легко осуществить, воздействуя на угол отсечки анодного тока реактивной лампы L_1 путём изменения сеточного смещения.

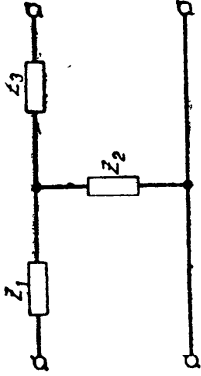
Таким образом, управление эквивалентной ёмкостью или индуктивностью реактивной лампы достигается изменением её параметров R_i или S .

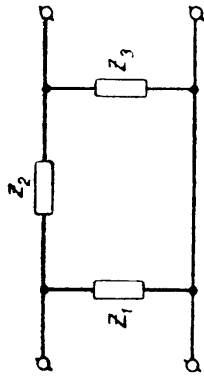
При анализе работы реактивной лампы (рис. 5.43) было показано, что реактивную лампу можно рассматривать как чисто реактивное сопротивление, если установлено надлежащее соотношение между сопротивлениями Z_1 и Z_2 , образующими потенциометр. Если необходимо дальнейшее ослабление действия активной составляющей реактивной лампы, то применяют метод компенсации. В этом случае используют две реактивные лампы, потенциометры которых Z_1 и Z_2 составлены из таких комбинаций активных и реактивных сопротивлений, при которых действие реактивных составляющих обеих ламп на колебательную систему, к которой подключены эти лампы, суммируется, а действие активных составляющих носит взаимно-обратный характер. Это позволяет скомпенсировать действие активной слагающей входного сопротивления одной реактивной лампы противоположным эффектом от активной составляющей входного сопротивления второй реактивной лампы.

ТАБЛИЦА МАТРИЦ НЕКОТОРЫХ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ ¹⁾

<p>Схема</p>			
$\ \ A \ \ $	$\begin{vmatrix} 1 & Z \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & \frac{1}{Y} \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$	$\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{Z} & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & Y \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$	$\begin{vmatrix} \frac{Z_1 + Z_2}{Z_2} & Z_1 \\ 1 & \frac{1}{Z_2} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{Y_1 + Y_2}{Y_1} & Y_2 \\ 1 & \frac{1}{Y_1} \end{vmatrix}$
$\ \ Y \ \ $	$\begin{vmatrix} \frac{1}{Z} & -\frac{1}{Z} \\ \frac{1}{Z} & -\frac{1}{Z} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} Y & -Y \\ Y & -Y \end{vmatrix}$	$\ \ \infty \ \ $	$\begin{vmatrix} \frac{1}{Z_1} & -\frac{1}{Z_1} \\ \frac{1}{Z_1} & -\frac{1}{Z_1} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} Y_1 - Y_1 \\ Y_1 - (Y_1 + Y_2) \end{vmatrix}$
$\ \ Z \ \ $	$\ \ \infty \ \ $	$\begin{vmatrix} Z & -Z \\ Z & -Z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{1}{Y} & -\frac{1}{Y} \\ \frac{1}{Y} & -\frac{1}{Y} \end{vmatrix}$	$\begin{vmatrix} Z_1 + Z_2 & -Z_2 \\ Z_2 & -Z_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{Y_1 + Y_2}{Y_1 Y_2} & -\frac{1}{Y_2} \\ \frac{1}{Y_2} & -\frac{1}{Y_2} \end{vmatrix}$

¹⁾ По книге М. А. Бонч-Бруевича „Элементы радиотехники“, ч. 1, Связьтехиздат, 1938.

Схема			
A	$\frac{Z_1 + Z_2}{Z_2}$ $\frac{1}{Z_2}$	$\frac{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_3 + Z_2 Z_3}{Z_2}$ $\frac{Z_2 + Z_3}{Z_2}$	$\frac{Y_1 + Y_2}{Y_1}$ Y_2 $\frac{Y_1 + Y_2 + Y_3}{Y_1 Y_3}$ $\frac{Y_2 + Y_3}{Y_3}$
Y	$\frac{Z_2 + Z_3}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_3 + Z_2 Z_3}$ $\frac{Z_2}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_3 + Z_2 Z_3}$	$\frac{Z_2}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_3 + Z_2 Z_3}$ $\frac{Z_1 + Z_2}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_3 + Z_2 Z_3}$	$\frac{Y_1(Y_2 + Y_3)}{Y_1 + Y_2 + Y_3}$ $\frac{Y_1 Y_3}{Y_2 + Y_2 + Y_3}$ $\frac{Y_1 Y_3}{Y_1 + Y_2 + Y_3}$
Z	$Z_1 + Z_2$ Z_2	$-Z_2$ $-(Z_2 + Z_3)$	$\frac{Y_1 + Y_2}{Y_1 Y_2}$ $\frac{1}{-Y_2}$ $\frac{Y_1 + Y_2}{-Y_1 Y_2}$



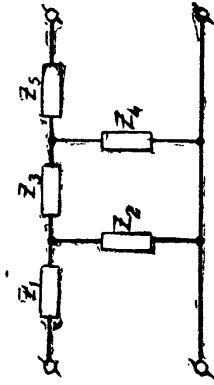
xema

$$\left\| \begin{array}{l} \frac{Z_2 + Z_3}{Z_3} \\ \frac{Z_1 + Z_2 + Z_3}{Z_1 Z_3} \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{l} \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} \\ \frac{Y_2 + Y_3}{Y_2} \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{l} \frac{1}{Y_2} \\ \frac{Y_1 + Y_2}{Y_1 + Y_2} \end{array} \right\|$$

$$\left\| \begin{array}{l} \frac{Z_1 + Z_3}{Z_1 Z_3} \\ \frac{1}{Z_3} \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{l} \frac{1}{Z_3} \\ \frac{Z_2 + Z_3}{Z_2 Z_3} \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{l} Y_1 + Y_3 \\ Y_2 \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{l} -Y_2 \\ -(Y_2 + Y_3) \end{array} \right\|$$

$$\left\| \begin{array}{l} \frac{Z_1(Z_2 + Z_3)}{Z_1 + Z_2 + Z_3} \\ \frac{Z_1 Z_3}{Z_1 + Z_2 + Z_3} \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{l} \frac{Z_1 Z_3}{Z_1 + Z_2 + Z_3} \\ \frac{Z_3(Z_1 + Z_2)}{Z_1 + Z_2 + Z_3} \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{l} \frac{Y_2 + Y_3}{Y_1 Y_2 + Y_1 Y_3 + Y_2 Y_3} \\ \frac{Y_2}{Y_1 + Y_2} \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{l} \frac{Y_2}{Y_1 Y_2 + Y_1 Y_3 + Y_2 Y_3} \\ \frac{Y_1 Y_2 + Y_1 Y_3 + Y_2 Y_3}{Y_1 Y_2 + Y_1 Y_3 + Y_2 Y_3} \end{array} \right\|$$

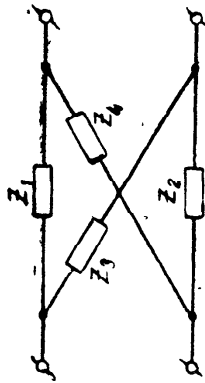
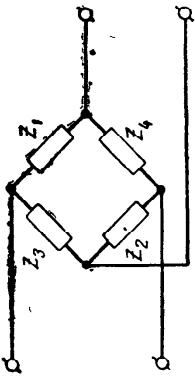
Схема



$$\begin{aligned}
 & \left\| \frac{(Z_1 + Z_2)(Z_3 + Z_4) + Z_1 Z_2}{Z_2 Z_4} \right\| \cdot \left\| \frac{Z_4 Z_5 (Z_1 + Z_2) + (Z_4 + Z_5)(Z_1 Z_2 + Z_1 Z_3 + Z_2 Z_3)}{Z_2 Z_4} \right\| \\
 & = \left\| \frac{Z_2 + Z_3 + Z_4}{Z_2 Z_4} \right\| \cdot \left\| \frac{(Z_2 + Z_3)(Z_4 + Z_5) + Z_4 Z_5}{Z_2 Z_4} \right\| \\
 & = \left\| \frac{(Y_1 + Y_2)(Y_3 + Y_4) + Y_3 Y_4}{Y_1 Y_3} \right\| \cdot \left\| \frac{Y_3 (Y_1 + Y_2) + (Y_4 + Y_5)(Y_1 + Y_2 + Y_3)}{Y_1 Y_2 Y_3} \right\| \\
 & = \left\| \frac{Y_2 Y_3 + Y_2 Y_4 + Y_3 Y_4}{Y_3} \right\| \cdot \left\| \frac{(Y_2 + Y_3)(Y_4 + Y_5) + Y_2 Y_3}{Y_3 Y_5} \right\|
 \end{aligned}$$

$\|A\|$

Cxema



$$A = \frac{(Z_1 + Z_4)(Z_2 + Z_3)}{Z_3Z_4 - Z_1Z_2} \cdot \frac{Z_1Z_2(Z_2 + Z_3) + Z_2Z_3(Z_1 + Z_4)}{Z_3Z_4 - Z_1Z_2} = \frac{(Y_1 + Y_4)(Y_2 + Y_3)}{Y_1Y_2 - Y_3Y_4} \cdot \frac{Y_1Y_2(Y_2 + Y_3) + Y_2Y_3(Y_1 + Y_4)}{Y_1Y_2 - Y_3Y_4} = \frac{Y_1 + Y_2 + Y_3 + Y_4}{Y_1Y_2 - Y_3Y_4}$$

$$Y = \frac{(Z_1 + Z_3)(Z_2 + Z_4)}{Z_1Z_4(Z_2 + Z_3) + Z_2Z_3(Z_1 + Z_4)} \cdot \frac{Z_3Z_4 - Z_1Z_2}{Z_1Z_4(Z_2 + Z_3) + Z_2Z_3(Z_1 + Z_4)} = \frac{(Y_1 + Y_3)(Y_2 + Y_4)}{Y_1 + Y_2 + Y_3 + Y_4} \cdot \frac{Y_1Y_2 - Y_3Y_4}{(Y_1 + Y_3)(Y_2 + Y_4) + (Y_1 + Y_4)(Y_2 + Y_3)} = \frac{Y_1Y_2 - Y_3Y_4}{Y_1 + Y_2 + Y_3 + Y_4}$$

$$Z = \frac{(Z_1 + Z_4)(Z_2 + Z_3)}{Z_1 + Z_2 + Z_3 + Z_4} \cdot \frac{Z_3Z_4 - Z_1Z_2}{Z_1 + Z_2 + Z_3 + Z_4} = \frac{(Y_1 + Y_4)(Y_2 + Y_3)}{Y_1Y_2(Y_3 + Y_4) + Y_3Y_4(Y_1 + Y_2)} \cdot \frac{Y_1Y_2 - Y_3Y_4}{(Z_1 + Z_3)(Z_2 + Z_4)} = \frac{Y_1Y_2 - Y_3Y_4}{Y_1Y_2(Y_3 + Y_4) + Y_3Y_4(Y_1 + Y_2)}$$

ОГЛАВЛЕНИЕ

От автора	3
Введение	5

Глава 1. Измерение сдвига фаз

§ 1.1. Осциллографический метод	8
§ 1.2. Метод интерференционных фигур	14
§ 1.3. Метод фазометра	21
§ 1.4. Метод трёх вольтметров и трёх амперметров	40

Глава 2. Изменение фазового сдвига

§ 2.1. Получение постоянного сдвига фаз	43
§ 2.2. Получение переменного сдвига фаз до 180°	48
§ 2.3. Получение переменного сдвига фаз до 360°	58
§ 2.4. Применение искусственной линии для изменения фазы	79

Глава 3. Фазовые преобразования при модуляции

§ 3.1. Общие понятия	95
Приложение к § 3.1	102
§ 3.2. Превращение модуляции одного вида в другой	105
§ 3.3. Выделение частот и полос модуляции	114
§ 3.4. Некоторые практические схемы	127
Приложение к § 3.4	137

Глава 4. Фазовые соотношения в самовозбуждающемся ламповом генераторе

§ 4.1. Общие положения	139
§ 4.2. Многоламповые схемы	142
§ 4.3. Двухламповые схемы	154
§ 4.4. Одноламповые схемы типа RC	176
§ 4.5. Одноламповые схемы типа LC	195
Приложение к § 4.5	202
§ 4.6. Одноламповые генераторы с искусственной линией	211
§ 4.7. Регенеративные фильтры	216

Приложение к главе 4

Фазовые соотношения в ламповом генераторе независимого возбуждения	223
--	-----

Глава 5. Использование фазовых сдвигов в антенных и некоторых других устройствах

§ 5.1. Простейшие антенны	238
§ 5.2. Замкнутые антенны	258
§ 5.3. Измерение расстояний	267
§ 5.4. Фазовая телеграфия	274
§ 5.5. Компенсационные схемы	281
§ 5.6. Некоторые дополнительные примеры использования фазовых сдвигов	287

Приложение

Таблица матриц некоторых четырёхполюсников	299
--	-----

1915