



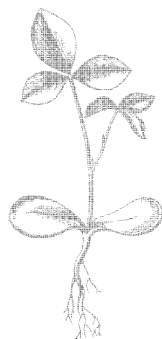
***АЗОВЫЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ
УСИЛИТЕЛЬНЫХ
СТРОЙСТВ***



**ФАЗОВЫЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ
УСИЛИТЕЛЬНЫХ
УСТРОЙСТВ**



«ЭНЕРГИЯ» МОСКВА·1975



6Ф2.12

Ф 16

УДК 621.375.018.1

Авторы: Г. М. Крылов, В. И. Панов, В. И. Королев,
А. И. Кучумов, Н. И. Беликов, В. Л. Войтик.

Фазовые характеристики усилительных
Ф16 устройств. М., «Энергия», 1975.

184 с, с ил.

На обороте тит. л. авт.: *Г. М. Крылов, В. И. Панов,
В. И. Королев* и др.

В книге рассматриваются фазовые характеристики усилительных устройств апериодического и резонансного типа. Анализируются фазовые свойства усилительных приборов и пассивных цепей межкаскадной связи, а также искусственных линий задержки. Приведены формулы и графики, которые могут быть использованы в инженерных расчетах.

Книга предназначена для инженеров — разработчиков радиоэлектронной аппаратуры.

Ф 30404-017
051(01)-75 309-75

6Ф2.12

© Издательство «Энергия», 1975.

*Герман Михайлович Крылов, Владимир Иванович Панов,
Вячеслав Иванович Королев, Александр Иванович Кучумов,
Николай Иванович Беликов, Вячеслав Леонидович Войтик*

ФАЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
УСИЛИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ

Редактор *Г. М. Крылов*

Редактор издательства *А. А. Цитленко*

Обложка художника *Е. В. Никитина*

Технический редактор *Л. М. Кузнецова*

Корректор *З. Б. Драновская*

Сдано в набор 24/IX 1974 г.
Т-03257 Формат 84×108¹/₃₂

Подписано к печати 31/I 1975
Бумага типографская №

Усл. печ. л. 9,66

Уч.-изд. л. 10

Тираж 11 000 экз.

Зак. 940

Цена 53 к

Издательство «Энергия». Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

Московская типография № 10 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

Предисловие

Книга посвящена анализу фазовых свойств электронных усилителей различного типа, являющихся основой всех радиотехнических устройств.

Выяснению роли фазовых соотношений в радиоэлектронной аппаратуре и анализу фазовых свойств различных радиотехнических устройств посвящено большое количество работ советских и зарубежных авторов, в которых намечены основные направления теоретических исследований, изложены фундаментальные идеи и описаны пути практической реализации последних. Одной из таких работ является книга советского ученого Б. П. Асеева «Фазовые соотношения в радиотехнике». Опубликованная в 1954 г., эта книга во многом определила так называемые фазовые методы в радиотехнике. И хотя выводы и положения, сформулированные Б. П. Асеевым, были существенно развиты и скорректированы в последующих работах, техническое и методологическое значение книги во многом сохраняется и до настоящего времени.

Почти все материалы, представляющие интерес для разработчиков фазовых радиотехнических систем, публикуются в периодических изданиях, что затрудняет применение полученных результатов на практике и подтверждает необходимость работы монографического типа.

В современных условиях написание книги, подобной по структуре работе Б. П. Асеева, невозможно по причине широкого развития фазовых методов и их применения в радиотехнике и смежных областях. Потребности радиоспециалистов различного профиля могут быть удовлетворены публикацией нескольких специализированных работ, посвященных анализу и оценке фазовых свойств

какой-либо определенной разновидности передаточных радиотехнических звеньев.

В предлагаемой вниманию читателя книге сделана попытка систематизированного изложения вопросов, касающихся анализа фазовых свойств усилителей и их компонентов: резистивно-емкостных цепей, одиночных и связанных колебательных контуров, электрических фильтров, усилительных приборов; рассматриваются фазовые характеристики резистивно-емкостных усилителей, трансформаторных каскадов, одноконтурных резонансных усилителей, усилителей с резонансным шунтированием, усилителей с двухконтурными полосовыми фильтрами и усилителей с обратной связью; производится количественная оценка фазовой неустойчивости усилительных устройств резонансного типа. Изложение сопровождается выводами и рекомендациями, а также многочисленными графиками, пригодными для использования в инженерной практике.

Материал, излагаемый в книге, широко использует выводы и положения, сформулированные в трудах таких выдающихся советских ученых, как Б. П. Асеев, А. А. Харкевич, И. С. Гоноровский, Н. И. Чистяков, Г. В. Войшвилло и др. Этот материал основывается на элементах классической радиотехники и представляет собой их развитие на основе современных достижений науки и практики.

Авторы надеются, что книга будет полезна инженерам, работающим в радиоэлектронной промышленности, и студентам радиотехнических факультетов.

При написании книги было использовано большое количество работ, посвященных рассматриваемым вопросам; основные из них приведены в библиографии.

Параграфы 1—5, 11—13, 18—21, 23—24, 31, 36 и 44 написаны Г. М. Крыловым; § 6—9, 25—26 и 37—39 — В. И. Пановым; § 10, 32—35 и 45—47 — В. И. Королевым; § 22, 27—30 — А. И. Кучумовым; § 14—17 — Н. И. Беликовым; § 40—43 — В. Л. Войтиком. Предисловие — совместно В. И. Пановым и Г. М. Крыловым.

Замечания и пожелания по улучшению содержания книги просим высылать в адрес издательства: 113114, Москва, Шлюзовая наб., 10.

Авторы

Глава первая

Общие понятия о фазовых характеристиках

1. Понятие о фазовой характеристике радиотехнической цепи

Все многообразие радиотехнических цепей, работающих в режиме передачи радиосигналов из одной точки канала связи в другую, независимо от сложности и назначения может быть сведено к эквивалентному четырехполюснику — линейному или нелинейному, что определяется структурой анализируемой цепи. Такое представление дает, как известно, возможность анализировать различные модификации радиотехнических цепей при помощи одних и тех же общих методов теории четырехполюсников, отличающихся универсальностью.

Тогда на основе известных из общей радиотехники понятий процесс передачи радиосигнала, несущего в изменениях своих параметров некоторую полезную информацию, может трактоваться следующим образом.

На входных клеммах устройства эквивалентного четырехполюснику развивается обусловленное действием источника сигнала электрическое возмущение $f(t)_{вх}$, представляющее собой в общем случае высокочастотное колебание сложной спектральной структуры. Параметры этого колебания изменяются во времени в соответствии с передаваемым сообщением. Входное воздействие может быть представлено согласно методу Фурье в виде суммы комплексных амплитуд

$$f(t)_{вх} = \sum_{k=0}^{\infty} C_k e^{j\omega_k t}. \quad (1)$$

Электрическое возмущение, подаваемое на вход устройства, возбуждает его, т. е. изменяет электрическое состояние радиотехниче-

ской цепи, что проявляется в изменении величин токов, протекающих в различных участках цепи, в частности в участке, включенном между входными клеммами эквивалентного четырехполюсника. В зависимости от того, содержит анализируемое устройство линейные или нелинейные элементы, спектральная структура тока аналогична спектральной структуре возбуждающего воздействия либо отличается от нее.

Поскольку характер изменения токов, протекающих в отдельных участках цепи, определяется особенностями возбуждающего воздействия, то можно утверждать, что закон изменения электрической величины, наблюдаемой между выходными клеммами эквивалентного четырехполюсника, обуславливается в первую очередь именно параметрами возбуждающего воздействия, а также свойствами радиотехнической цепи. Тогда электрическое возмущение на выходных клеммах терминологически определяется как отклик системы и может быть представлено в виде суммы комплексных амплитуд

$$f(t)_{\text{вых}} = \sum_{k=0}^{\infty} k(\omega_k)_{\text{эКВ}} C_k e^{j[\omega_k t + \varphi_k(\omega_k)]}, \quad (2)$$

где $k(\omega_k)_{\text{эКВ}}$ — коэффициент, определяемый свойствами радиотехнической цепи и показывающий изменение амплитуды k -й спектральной составляющей при прохождении через цепь; $\varphi_k(\omega_k)$ — фазовый сдвиг между спектральными компонентами отклика и воздействия на частоте ω_k , возникающий при прохождении сигнала через цепь.

В соответствии со сказанным в теории цепей введено понятие о коэффициенте передачи эквивалентного четырехполюсника как отношении комплексных амплитуд спектральных компонентов отклика и воздействия:

$$\frac{\dot{C}_k(\omega_k)_{\text{вых}}}{\dot{C}_k(\omega_k)_{\text{вх}}} = |k(\omega_k)_{\text{эКВ}}| e^{j\varphi_k(\omega_k)}; \quad (3)$$

здесь $|k(\omega_k)_{\text{эКВ}}|$ — отношение действительных амплитуд на выходе и на входе, определенное для частоты ω_k ; $|k(\omega_k)_{\text{эКВ}}|$ — зависимость модуля коэффициента передачи от частоты или частотная характеристика четырехполюсника; $\varphi_k(\omega_k)$ — фазовый сдвиг между синусоидальными колебаниями частоты ω_k на выходе и на входе четырехполюсника; $\varphi_k(\omega)$ — зависимость фазового сдвига от частоты или фазочастотная характеристика четырехполюсника.

Итак, любому радиотехническому устройству, которое предназначено для передачи сигналов и которое представляет собой комбинацию резистивных и реактивных элементов или сводится к эквивалентной цепи подобного типа, присуща зависимость модуля коэффициента передачи и его аргумента от частоты. Другими сло-

вами, это устройство описывается частотной и фазовой характеристиками. Указанные характеристики, определяемые расчетным или экспериментальным путем, создают возможность для количественной оценки свойств исследуемой цепи.

Поскольку в плане настоящей работы наибольший интерес представляет фазовая характеристика усилительного устройства, то ее анализу и посвящено все последующее изложение, связанное с рассмотрением следующих вопросов: развитие общих представлений о фазовой характеристике передаточной цепи; сравнение фазовых характеристик различных типов пассивных радиотехнических цепей (как, например, колебательные системы, многозвенные фильтры, резистивно-емкостные цепи и др.); определение особенностей фазовых характеристик активных (усилительных) цепей различного типа и оценка их неустойчивости, возникающей под действием различных факторов.

2. Требования, предъявляемые к неискажающему четырехполюснику

В соответствии с приведенными выше соотношениями, описывающими в общем виде свойства передаточной радиотехнической цепи, можно утверждать, что при передаче через радиотехническое устройство сигнала, несущего сообщение, форма сигнала искажается. Это в свою очередь приводит к потере части заключенной в сигнале полезной информации.

Это может быть доказано путем рассуждений чисто физического характера. Действительно, любой радиосигнал, который переносит сообщение, должен характеризоваться изменением некоторых своих параметров, другими словами — представлять собой модулированное тем или иным способом колебание. Такое колебание обладает, как известно, сложной спектральной структурой. Это означает, что сигнал содержит некоторое количество компонентов — синусоидальных колебаний с различными амплитудами, частотами и фазами. Согласно установившейся в радиотехнике терминологии принято сигнал сложной формы характеризовать спектром амплитуд (рис. 1,а) и спектром фаз (рис. 1,б), под которыми понимается совокупность линий, определяющих амплитуды и фазы спектральных компонентов соответственно. В подавляющем большинстве ситуаций, возникающих в процессе радиотехнического производства, фактором, которым обычно определяются последующие решения, принято считать форму огибающей спектра амплитуд — пунктирная кривая на рис. 1,а — так называемую «спектральную диаграмму». В частности, применительно к принципам построения и анализу передаточных радиотехнических

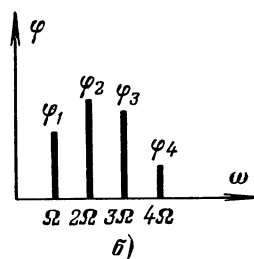
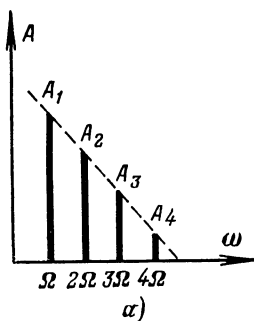


Рис. 1. Спектры радиосигнала.

а — спектр амплитуд;
б — спектр фаз.

зами, то в передаточной цепи необходимо обеспечить частотную и фазовую характеристики, имеющие вполне определенную форму, когда оказываются минимальными относительные изменения как амплитуд спектральных компонентов, так и соотношения их фаз.

Для того чтобы относительные изменения амплитуд спектральных компонентов отсутствовали при прохождении сигнала через цепь, коэффициент передачи последней для каждого из компонентов должен быть одинаковым, т. е.

$$|K(\omega)|_i = K_0. \quad (4)$$

Из формулы (4) следует, что, будучи построенным в прямоугольной системе координат, график требуемой зависимости коэффициента передачи от частоты изображается линией, параллельной оси абсцисс, по которой откладываются значения частоты (рис. 3). Здесь на рис. 3, а и б представлены частотные характеристики неискажающих цепей, предназначенных для передачи периодических и квазигармонических сигналов соответственно. Значения ω_v — верхней граничной частоты цепи для передачи периодического сигнала, ω_1 и ω_2 — граничных частот цепи для пе-

цепей последние делятся на две большие группы, причем существование каждой группы цепей обусловлено именно формой спектральной диаграммы. Так, например, сигнал, спектральная диаграмма которого изображена на рис. 1, а, представляет собой комбинацию нескольких спектральных компонентов с частотами, кратными основной частоте повторения Ω , и называется «периодическим сигналом». Другая группа сигналов, представляющих собой послышки модулированных каким-либо образом синусоидальных колебаний, характеризуется спектральной диаграммой, симметричной относительно частоты несущего колебания ω_0 (рис. 2). Сигналы такого типа называются «квазигармоническими».

Ниже, в настоящем разделе и в последующих, рассматриваются различные варианты радиотехнических устройств, предназначенных для передачи той или другой разновидности упомянутых сигналов.

Согласно требованиям в отношении обеспечения минимальных потерь информации, которая заключена в изменениях параметров сигнала, передаваемого через радиотехническую цепь, последняя должна быть аналогичной по форме своих характеристик идеальному неискажающему четырехполюснику. Поскольку форма сигнала сложной структуры определяется амплитудами спектральных компонентов и их фа-

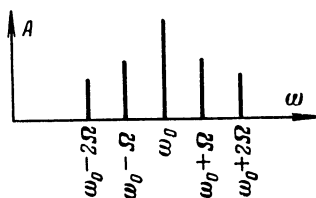


Рис. 2. Спектр квазигармонического радиосигнала.

редачи квазигармонического сигнала — численно определяют диапазон частот, в пределах которого коэффициент передачи имеет постоянную величину. В свою очередь этот диапазон, обычно называемый шириной полосы пропускания, обуславливается активной шириной спектра передаваемого сигнала, т. е. тем частотным интервалом, в пределах которого заключены спектральные составляющие, несущие около 90% энергии сигнала и оказывающие по этой причине решающее влияние на его форму.

Для того чтобы определить требования, предъявляемые к форме фазовой характеристики неискажающей цепи, необходимо более подробно остановиться на выводах одной из основных теорем спектральной теории — так называемой теоремы запаздывания. Формулируется эта теорема следующим образом: спектр функции $x(t-\tau)$, изображающей процесс $x(t)$, который запаздывает на время τ , равен спектру процесса $x(t)$, умноженному на $e^{-j\omega\tau}$, т. е.

$$S_{\tau}(\omega) = S(\omega) e^{-j\omega\tau}. \quad (5)$$

Это означает, что при сдвиге функции по шкале времени характеризующая ее спектральная плотность амплитуд остается неизменной, но изменяется спектральная плотность фаз.

Отсюда может быть сделан вывод о физическом смысле теоремы запаздывания: сдвиг во времени функции $x(t)$ на величину τ означает изменение аргумента комплексной спектральной плотности на величину $\omega\tau$ или, если всем спектральным составляющим функции $x(t)$ дать фазовый сдвиг, равный $\psi = \omega\tau$, т. е. линейно связанный с частотой, то сама функция сдвигается во времени на величину τ , не меняя при этом своей формы.

Для иллюстрации выводов, следующих из теоремы запаздывания, на рис. 4 приведено несколько простейших графических построений, смысл которых заключает-

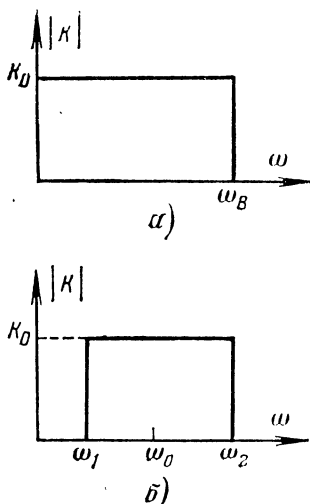


Рис. 3. Частотные характеристики неискажающих цепей.

a — для передачи периодических сигналов; *б* — для передачи квазигармонических сигналов.

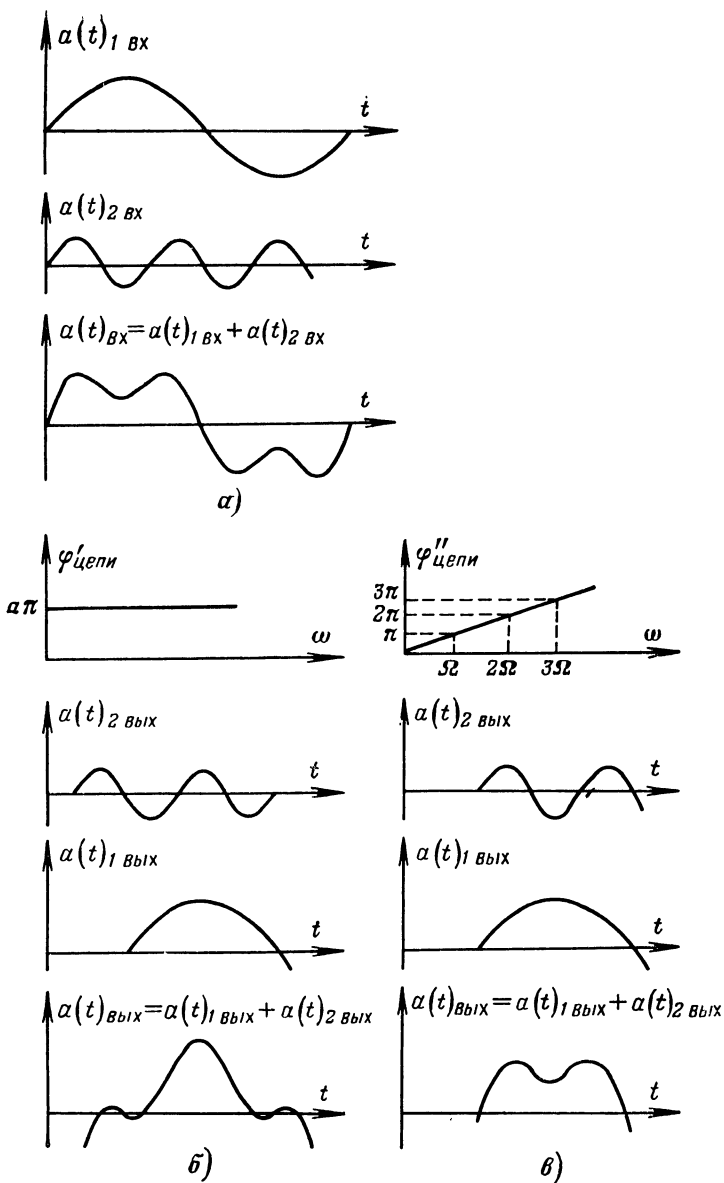


Рис. 4. Влияние фазовой характеристики передаточной цепи на форму сигнала.

a — сигнал, подаваемый на вход цепи; *б* — прохождение сигнала через цепь с горизонтальной фазовой характеристикой; *в* — прохождение сигнала через цепь с линейной фазовой характеристикой.

ся в возможности наглядной оценки влияния фазовой характеристики передаточной цепи на форму радиосигнала. Как следует из предшествующего раздела, при воздействии на вход радиотехнического устройства сигнала сложной структуры, представляющего собой совокупность более или менее значительного числа спектральных компонентов с различными амплитудами и фазами $\varphi(\omega_i)_{\text{вх}}$, каждый из этих компонентов получает дополнительный фазовый сдвиг, величина которого определяется формой фазочастотной характеристики цепи — $\varphi(\omega_i)_{\text{вх}}$. Соответственно фаза каждого спектрального компонента выходного сигнала определяется как сумма начального фазового угла и фазового сдвига, вносимого передаточной цепью:

$$\varphi(\omega_i)_{\text{вых}} = \varphi(\omega_i)_{\text{вх}} + \varphi(\omega_i)_{\text{ц}}. \quad (6)$$

На рис. 4 показан процесс прохождения сигнала, состоящего из двух спектральных компонентов:

$$a(t)_{\text{вх}} = a(t)_{1\text{вх}} + a(t)_{2\text{вх}}, \quad (7)$$

через цепи, которые обладают фазовыми характеристиками, описываемыми выражениями

$$\text{и} \quad \left. \begin{aligned} \varphi'(\omega)_{\text{ц}} &= a\pi \\ \varphi''(\omega)_{\text{ц}} &= \omega\tau. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Как видно из приведенного построения, наличие постоянного для всех спектральных компонентов фазового сдвига, т. е. горизонтальная фазовая характеристика, приводит к искажению формы сигнала. И наоборот, линейная фазовая характеристика обуславливает появление для каждого спектрального компонента фазового сдвига, линейно зависящего от частоты. Но поскольку производная фазовой характеристики

$$\tau = \left| \frac{d\varphi(\omega)'}{d\omega} \right|, \quad (9)$$

определяющая временное запаздывание каждой спектральной составляющей, остается в этом случае неизменной, то на это же время запаздывает сам сигнал, причем его форма не претерпевает искажений в процессе передачи через цепь.

Итак, неискажающая радиотехническая цепь должна иметь линейную фазочастотную характеристику, но, конечно, не в бесконечно широком диапазоне частот, а лишь для той части спектра передаваемого через цепь сигнала, в которой сосредоточена основная часть энергии последнего.

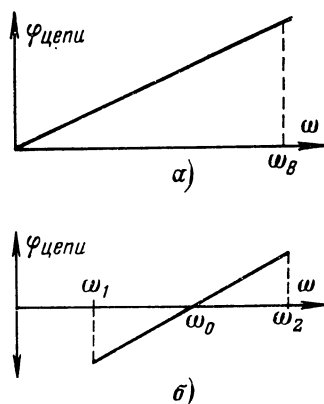


Рис. 5. Фазовые характеристики неискажающих цепей.

а — для передачи периодических сигналов; *б* — для передачи квазигармонических сигналов.

Разумеется, в зависимости от типа передаваемого сигнала форма идеализированной фазочастотной (или фазовой) характеристики может иметь некоторые отличия. Сказанное иллюстрируется рис. 5, где изображены фазовые характеристики цепей, предназначенных для передачи периодического и квазигармонического сигналов соответственно.

В заключение настоящего раздела необходимо отметить присущую всем физически осуществимым системам (т. е. реальным радиотехническим цепям) особенность: наклон фазовых характеристик в пределах полосы пропускания цепи

всегда отрицателен и, следовательно, сигнал на выходе передаточной цепи всегда запаздывает по отношению к сигналу, подведенному ко входу. Этим, кстати, и может быть объяснен введенный выше термин «фазовое запаздывание» сигнала. Следует отметить, что наличие последнего в радиотехнических цепях лежит в основе действия всех устройств, создающих временную задержку сигнала.

3. Факторы, обуславливающие появление фазового сдвига в сложной радиотехнической цепи

Как отмечается в предыдущем разделе, в любой передаточной цепи возникает обусловленный свойствами последней фазовый сдвиг между электрическими возмущениями, существующими на входе и на выходе. Величина указанного сдвига и закон его изменения

$$\varphi = \psi(x_i), \quad (10)$$

где x_i — параметр входного колебания (например, частота, амплитуда и др.), изменяющийся в некотором интервале значений, также могут меняться, причем зачастую это приводит к искажениям формы передаваемого сигнала.

Для устранения нежелательных изменений фазового сдвига или выбора интервала значений параметра x_i , в пределах которого степень изменений фазового сдвига сравнительно невелика и не оказывает серьезного влияния на форму сигнала, необходимо в первую очередь определить, в каком участке передаточной цепи имеет место подверженность фазовых свойств последней воздействиям со стороны передаваемого сигнала. Естественно, что для выполнения этого следует указать причины, вызывающие возникновение фазового сдвига в передаточной цепи, и оценить связь между отдельными составляющими суммарного фазового сдвига и какими-либо внешними воздействиями на передаточную цепь (в данном случае изменениями параметров входного колебания).

Известно, что принцип построения передаточных радиотехнических цепей в общих чертах одинаков: это — усилитель той или иной сложности. Можно сказать, что основой любого радиотехнического устройства является усилительный каскад, представляющий собой комбинацию активного элемента, т. е. усилительного прибора того или иного типа, и пассивной цепи межкаскадной связи. Рассматривая усилительный каскад с более об-

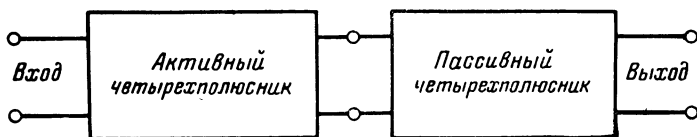


Рис. 6. Представление усилительного каскада в виде комбинации активного и пассивного четырехполюсников.

щих позиций, можно представить его в виде соединения двух четырехполюсников — активного и пассивного (рис. 6), причем коэффициент передачи каждого из них описывается следующими выражениями:

активного четырехполюсника

$$K_a = K_a e^{j\varphi_a}; \quad (11)$$

пассивного четырехполюсника

$$\dot{K}_u = K_a e^{j\varphi_a}, \quad (12)$$

где K_a и K_p — модули коэффициентов передачи активного и пассивного четырехполюсников; φ_a и φ_p — фазовые сдвиги, создаваемые четырехполюсниками.

Поскольку комплексный коэффициент передачи усилительного каскада определяется как произведение коэффициентов передачи образующих каскад четырехполюсников

$$\dot{K}_y = \dot{K}_a \dot{K}_u, \quad (13)$$

то результирующий фазовый сдвиг, вносимый усилителем, равен сумме фазовых сдвигов, обусловленных усилительным прибором — активным четырехполюсником и цепью межкаскадной связи — пассивным четырехполюсником, т. е.

$$\varphi_y = \varphi_a + \varphi_p. \quad (14)$$

Теперь могут быть проанализированы физические причины возникновения отдельных составляющих суммарного фазового сдвига выходного сигнала относительно входного.

Величина φ_a зависит от способа включения усилительного прибора. Как известно, усилительный каскад, в зависимости от того, какой из электродов усилитель-

Таблица 1

Фазовый сдвиг φ_a при различных способах включения

Общий эмиттирующий электрод (катод лампы, эмиттер биполярного транзистора, исток полевого транзистора)	Общий управляющий электрод (управляющая сетка лампы, база биполярного транзистора, затвор полевого транзистора)	Общий коллекторный электрод (анод лампы, коллектор биполярного транзистора, сток полевого транзистора)
180	0	0

ного прибора заземлен по высокой частоте, создает фазовый сдвиг, равный либо 0, либо 180°. Это иллюстрируется табл. 1.

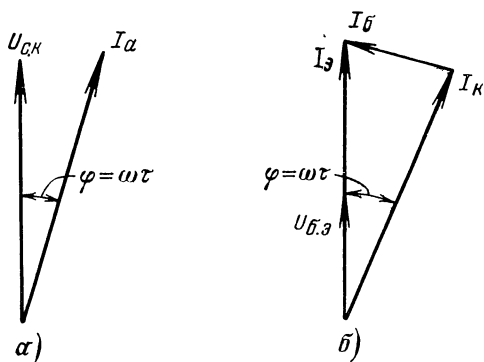
Отсюда следует известное положение, которое необходимо иметь в виду при построении любых разновидностей многокаскадных усилителей. При условии, что

все каскады усилителя построены с включением усильтельного прибора по схеме с общим эмиттирующим электродом (лампы — с общим катодом, биполярного транзистора — с общим эмиттером, полевого транзистора — с общим истоком), усилитель, состоящий из нечетного числа каскадов ($n=1, 3, 5 \dots$), переворачивает фазу усиливаемого колебания на угол, кратный π , т. е. входное и выходное колебания являются противофазными, а усилитель, состоящий из четного числа каскадов ($n=2, 4, 6 \dots$), переворачивает фазу усиливаемого колебания на угол, кратный 2π , т. е. входное и выходное колебания являются синфазными.

Кроме того, величина φ_a зависит также и от инерционности усилительного прибора, т. е. от конечного времени распространения носителей заряда в пространстве между входным и выходным электродами. Влияние конечного времени распространения носителей заряда проявляется в том, что между колебанием, поступающим на входной электрод усилительного прибора, и током, возникающим под действием этого колебания в цепи выходного электрода, существует фазовый сдвиг. Его величина возрастает с увеличением частоты усиливаемого колебания (рис. 7, а, б), где $U_{с.к}$ — напряжение, приложенное между управляющей сеткой и катодом

Рис. 7. Возникновение составляющей суммарного фазового сдвига выходного сигнала относительно входного из-за инерционности усилительного прибора.

а — для лампы; б — для транзистора.



электронной лампы; I_a — анодный ток; $U_{б.э}$ — напряжение, приложенное к переходу эмиттер — база транзистора; $I_э$, $I_к$, $I_б$ — токи эмиттера, коллектора и базы соответственно.

Во всех указанных случаях входное колебание — воздействие — количественно характеризуется напряжением

$U_{с.к}$ или $U_{б.э}$, а выходное колебание — отклик током I_a или I_k . Очевидно также, что величина рассматриваемой составляющей фазового сдвига зависит от изменения режима работы усилительного прибора по постоянному току.

Возникновение составляющей фазового сдвига φ_{Π} обусловлено наличием в составе цепи межкаскадной связи реактивных элементов (конденсаторов и катушек индуктивности). Появление составляющей φ_{Π} суммарного

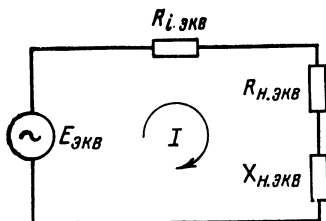


Рис. 8. Эквивалентная схема простейшего усилительного каскада.

фазового сдвига может быть объяснено путем анализа эквивалентной схемы простейшего усилительного каскада, представленной на рис. 8, где $E_{экв}$ и $R_{iэкв}$ — величины, характеризующие свойства усилительного прибора; $R_{н.экв}$ и $X_{н.экв}$ — активная и реактивная составляющие сопротивления цепи межкаскадной связи.

Не представляет каких-либо трудностей построить векторную диаграмму токов и напряжений, характеризующую рассматриваемую цепь. На рис. 9 построена векторная диаграмма цепи для различных типов реактивного сопротивления: для $X_{н.экв} > 0$ (сплошная линия) и для $X_{н.экв} < 0$ (пунктирная линия).

Теперь может быть рассмотрена — также в общих чертах — и вторая часть задачи, поставленной в настоящем разделе, а именно: выяснить, от каких факторов зависит величина отдельных составляющих фазового сдвига, вносимого усилительным каскадом.

Как очевидно, в первую очередь необходимо учитывать зависимость всех составляющих фазового сдвига от частоты. Действительно, чем меньше период передаваемого через цепь колебания, тем в большей степени он оказывается сравнимым по порядку величины со временем пролета носителей заряда в пространстве распространения усилительного прибора. Это означает возрастание с частотой величины фазового сдвига (φ_a) между током выходного электрода и напряжением, приложенным к входному электроду, т. е.

$$\varphi_a = \varphi_1(\omega). \quad (15)$$

Характер частотной зависимости составляющей φ_{Π} фазового сдвига, создаваемого устройством в целом, также очевиден, поскольку величина реактивной составляющей

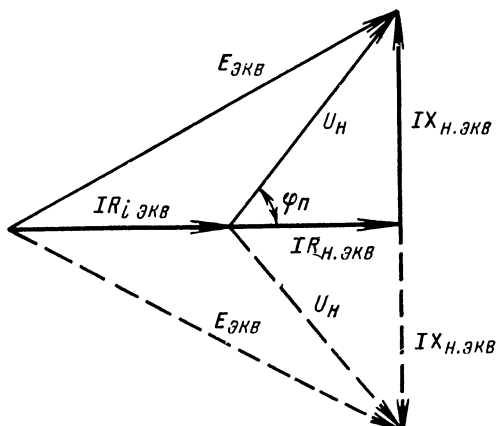


Рис. 9. Векторная диаграмма цепи для различных типов реактивного сопротивления.

щей суммарного сопротивления цепи межкаскадной связи зависит от частоты (в реальных условиях от частоты зависит также и активная составляющая сопротивления):

$$\varphi_{\Pi} = \varphi_2(\omega), \quad (16)$$

при этом указанные зависимости в общем случае являются нелинейными.

Далее, при практических расчетах следует иметь в виду то, что в составе большинства типов передаточных радиотехнических цепей имеются нелинейные элементы, параметры которых прямо или косвенно зависят от изменений уровня входного колебания ($U_{вх\ m}$). Ими могут быть либо элементы, специально введенные в пассивные четырехполюсники для придания каких-либо определенных свойств разрабатываемой цепи, либо активные элементы — усилительные приборы, работающие в нелинейном режиме. Не вдаваясь в детальные исследования, устанавливающие связь между величиной фазового сдвига и изменениями уровня входного сигнала, достаточно лишь отметить, что при анализе фазовых свойств радиотехнических цепей в общем случае необходимо принимать во внимание существование зависимостей

$$\varphi_a = \varphi_1(U_{вх\ m}) \quad (17)$$

и

$$\varphi_{\Pi} = \varphi_2(U_{вх\ m}). \quad (18)$$

Аналогичным образом можно говорить о зависимости фазового сдвига от изменений уровня управляющего воздействия в усилителях, снабженных какой-либо системой регулировки усиления.

Кроме того, при анализе реальных усилительных устройств необходимо учитывать изменения фазовых свойств (как отдельных цепей, так и всего устройства в целом), обусловленные зависимостью параметров элементов от воздействий на устройство, создаваемых окружающей последнее внешней средой:

$$\varphi_a = \psi_1 \left(\sum_{i=1}^k x_i \right) \quad (19)$$

и

$$\varphi_n = \psi_2 \left(\sum_{i=1}^k x_i \right), \quad (20)$$

где x_i — внешнее воздействие на устройство; к числу внешних воздействий относят механические, климатические, радиационные, электрические и др.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что величина вносимого реальным усилителем фазового сдвига изменяется в зависимости от наличия дестабилизирующих воздействий различного происхождения и интервала изменения их интенсивности, а также от степени подверженности усилителя этим воздействиям.

Из всего сказанного в настоящем разделе следует, что анализ фазовых свойств радиотехнических устройств, целью которого является выработка каких-либо конкретных рекомендаций, должен начинаться прежде всего с проведения исчерпывающей классификации как причин возникновения фазового сдвига в реальных цепях, так и факторов, вызывающих его изменения. В одном из последующих разделов проведена общая классификация причин, обуславливающих нестабильность фазового сдвига реальной передаточной цепи — усилителя, работающего в условиях воздействия на него различных факторов окружающей среды.

4. Связь между частотной и фазовой характеристиками передаточной цепи

Как было отмечено выше, аналитическая запись комплексной передаточной функции цепи (или комплексного коэффициента передачи) в виде известного соотношения

$$K(j\omega) = |K(\omega)| e^{-i\varphi(\omega)} \quad (21)$$

однозначно определяет две характеристики цепи: амплитудно-частотную (или частотную) и фазочастотную (или

фазовую). И ввиду того, что обе эти характеристики представляют собой модуль $|K(\omega)|$ и аргумент $\varphi(\omega)$ одной и той же комплексной функции частоты, между ними существуют вполне определенные связи. Из наличия последних следует, что в любой радиотехнической цепи упомянутые характеристики не являются независимыми, а следовательно, невозможно построить цепь, произвольно задавая в отдельности ее частотную и фазовую характеристики.

Но поскольку указанными свойствами обладают не все радиотехнические устройства, то необходимо определить в самом общем виде те классы передаточных цепей, для которых действительно сформулированное выше положение. При этом отличительным признаком и является характер связи между частотными и фазовыми свойствами передаточной цепи. В соответствии с ним общая теория электрических цепей разделяет передаточные звенья радиотехнических трактов на два класса.

К первому классу относятся цепи, для которых не существует общего закона, связывающего частотные зависимости модуля коэффициента усиления и фазового сдвига. Это означает, что при одной и той же частотной характеристике форма фазовой характеристики определяется структурой цепи и параметрами составляющих ее элементов, т. е. может быть любой. Такие цепи известны под названием цепей неминимально-фазового сдвига.

Ко второму классу относятся цепи, для которых независимо от их внутренних свойств между частотной и фазовой характеристиками существует определенная связь. Это означает, что частотной характеристике какого-либо вида соответствует лишь одна вполне определенная форма фазовой характеристики. Такие цепи известны под названием цепей минимально-фазового сдвига.

К минимально-фазовым цепям относятся мостовые и некоторые другие специальные устройства (например, цепи, предназначенные для коррекции и регулировки фазового сдвига в передаточных трактах). К минимально-фазовым цепям относятся сравнительно простые цепи, в которых отсутствуют перекрестные связи, например колебательные системы, фильтры, резистивно-емкостные цепи и т. п., а также построенные на их основе усилители. Практически все последующее изложение посвящено описанию тех или иных разновидностей минимально-фазовых цепей.

Основываясь на теории функций комплексного переменного, можно вывести связи общего характера между амплитудно-частотной и фазочастотной характеристиками. Для этого используется метод, смысл которого состоит в том, что некоторая комплексная функция частоты представляется в виде суммы действительной и мнимой составляющих

$$N(j\omega) = \operatorname{Re}(\omega) + j \operatorname{Im}(\omega), \quad (22)$$

а затем последние на любой фиксированной частоте ω_1 отыскиваются с помощью выражений, известных под названием формул Гилберта:

$$\operatorname{Re}(\omega) = -\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega \operatorname{Im}(\omega)}{\omega^2 - \omega_1^2} d\omega. \quad (23a)$$

и

$$\operatorname{Im}(\omega) = \frac{2\omega_1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\operatorname{Re}(\omega)}{\omega^2 - \omega_1^2} d\omega. \quad (23b)$$

Отсюда следует, что каждая часть комплексной функции частоты выражается через другую часть, или, другими словами, частотная зависимость одной из составляющих может быть количественно описана лишь при условии, что известен закон изменения другой составляющей во всем интервале изменения частоты от $\omega=0$ до $\omega=\infty$.

Преобразованиями Гилберта, связывающими поведение действительной и мнимой частей комплексной функции частоты, можно воспользоваться, если комплексный коэффициент передачи радиотехнической цепи, описываемой выражением (21), представить в виде

$$\ln K(j\omega) = \ln |K(\omega)| - j\varphi(\omega). \quad (24)$$

В частности, при известном законе изменения модуля коэффициента передачи в интервале частот

$$k = \ln |K(\omega)|$$

для определения закономерностей изменения фазовой характеристики может быть использовано интегральное соотношение— модифицированное выражение (23b)

$$\varphi(\omega_1) = \frac{2\omega_1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{k d\omega}{\omega^2 - \omega_1^2}. \quad (25)$$

Если воспользоваться интегральным соотношением (25) для анализа радиотехнических цепей, то оказывается, что некоторые разновидности цепей, которые должны обладать характеристиками требуемой формы, неосуществимы. Это может быть проиллюстрировано на примере рассмотренных выше так называемых неиска-

жающих цепей, фазовые характеристики которых изображены на рис. 5.

Как известно, частотная зависимость модуля коэффициента передачи неискажающих цепей характеризуется равномерностью в заданном интервале частот (рис. 10). Аналитически это свойство записывается следующим образом:

для цепи типа идеального фильтра нижних частот

$$K(\omega) = \begin{cases} K_0 & \text{при } 0 \leq \omega \leq \omega_B; \\ 0 & \text{при } \omega \geq \omega_B, \end{cases} \quad (26)$$

для цепи типа идеального полосового фильтра

$$K(\omega) = \begin{cases} K_0 & \text{при } \omega_H \leq \omega \leq \omega_B; \\ 0 & \text{при } \omega \leq \omega_H \text{ и } \omega \geq \omega_B. \end{cases} \quad (27)$$

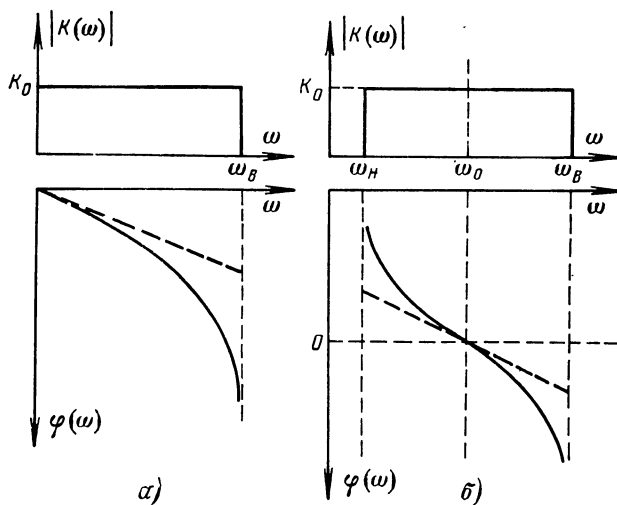


Рис. 10. Частотные и фазовые характеристики передаточных цепей.

а — фильтра нижних частот; б — полосового фильтра.

На рис. 10 изображены пунктирной линией требуемые фазовые характеристики цепей. Вновь обращаясь к соотношению (25), следует провести ряд преобразований в предположении, что

$$k(\omega) = \ln |K(\omega)| = \text{const.}$$

Тогда

$$\begin{aligned}\varphi(\omega_1) &= C \frac{2\omega_1}{\pi} \int_0^{\omega_B} \frac{d\omega}{\omega^2 - \omega_1^2} = C \frac{2}{\pi} \int_0^{\omega_B/\omega_1} \frac{dy}{y^2 - 1} = \\ &= C \frac{1}{\pi} \ln \left| \frac{\omega_B + \omega_1}{\omega_B - \omega_1} \right| = C \frac{1}{\pi} \ln \left| \frac{1 + \Omega}{1 - \Omega} \right|,\end{aligned}\quad (28)$$

где C — постоянная; $\Omega = \omega_1/\omega_B$ — нормированная частота.

Если разложить в ряд сомножитель $\ln \left| \frac{1+x}{1-x} \right|$ при $x \leq 1$ и положить постоянный сомножитель равным единице, то

$$\varphi(x) = \frac{2}{\pi} \operatorname{Arth}(x) = \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{x^{2k-1}}{2k-1}.\quad (29)$$

Построенная в соответствии с выражением (29) фазовая характеристика идеального фильтра нижних частот показана сплошной линией на рис. 10,а. Путем аналогичных рассуждений строится фазовая характеристика идеального полосового фильтра (рис. 10,б).

Полученный результат означает, что неискажающая цепь с равномерной частотной и линейной фазовой характеристиками физически неосуществима. В частности, на частотах, равных граничным, цепь создает бесконечно большой фазовый сдвиг для соответствующих спектральных составляющих усиливаемых колебаний. Таким образом, подтверждается сказанное выше о невозможности произвольно задавать требования к форме частотной и фазовой характеристик.

Тем не менее следует отметить, что на практике неискажающая цепь может быть осуществлена или, точнее, может быть достигнуто вполне удовлетворительное приближение к ней. Но это возможно лишь в более узком диапазоне частот, в котором отклонение фазовой характеристики от идеальной не превышает допустимых значений. Этот диапазон частот может быть определен из анализа выражения (29), написанного в развернутом виде:

$$\varphi(\omega) = \frac{2}{\pi} \frac{\omega_1}{\omega_B} \left(1 + \frac{x^2}{3} + \frac{x^4}{5} + \dots \right).\quad (30)$$

Нетрудно видеть, что величина отклонения фазовой характеристики от линейного закона определяется как

$$\Delta\varphi = \left(\frac{x^2}{3} + \frac{x^4}{5} + \dots \right) 100, \text{ } ^\circ/\varphi.\quad (31)$$

На рис. 11 построена в соответствии с выражением (31) кривая $\Delta\varphi=\psi(x)$, показывающая, как изменяется величина отклонения фазовой характеристики от линейного закона в пределах полосы прозрачности фильтра; расчет произведен с учетом первых трех членов. Рассматривая представленную кривую, можно сделать вполне определенные практические рекомендации. Действительно, в интервале частот, не превышающем половины ширины полосы прозрачности, т. е. при $x \leq 0,5$, отклонение фазовой характеристики от линейного закона не превышает 10% и, следовательно, в этих пределах фазовая характеристика принимается с достаточной степенью точности линейной.

Говоря же о реальных усилительных устройствах, можно утверждать, что им присуща практически линейная фазовая характеристика в пределах ширины полосы пропускания.

В заключение необходимо сформулировать несколько сравнительно общих положений, вытекающих из проведенного выше анализа и относящихся к абстрактным передаточным цепям пассивного типа.

Нетрудно видеть, что увеличение модуля коэффициента передачи исследуемой цепи $k = \ln |K(\omega)|$ на постоянную величину, равную $k_0 = \ln |K_0|$, не изменяет фазовой характеристики, которая для этого случая может быть записана в следующем виде:

$$\varphi(\omega_1) = \frac{2\omega_1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln |K(\omega)| + \ln |K_0|}{\omega^2 - \omega_1^2} d\omega. \quad (32)$$

Как известно, модуль коэффициента передачи устройства, содержащего пассивную цепь, возрастает при введении в его состав активных элементов, т. е. усилительных приборов, параметры которых (в том числе и усилительные свойства) могут считаться независимыми от

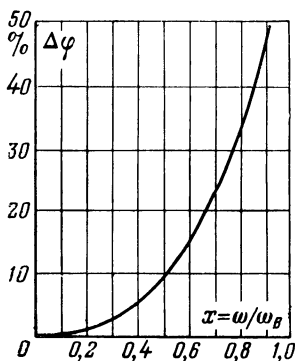


Рис. 11. Отклонение фазовой характеристики ФНЧ от линейного закона в пределах полосы прозрачности фильтра.

частоты в довольно широком диапазоне. Физически это означает, что наличие усилительных приборов изменяет лишь масштаб частотной характеристики. Следовательно, выводы, полученные при анализе фазовых свойств простейших пассивных цепей, могут быть практически полностью применены при оценке поведения соответствующих модификаций усилительных устройств. Именно этот принцип и лежит в основе материала, излагаемого в последующих разделах.

Нетрудно видеть, что если в какой-либо области частот модуль коэффициента передачи изменяется незначительно, то зависимость фазового сдвига от частоты имеет практически линейный характер. Тем же участкам амплитудно-частотной характеристики, которым присуще быстрое изменение модуля, соответствует нелинейное изменение фазового сдвига с частотой.

Отсюда следует важный практический вывод: в пределах ширины полосы пропускания (т. е. там, где зависимость модуля коэффициента передачи цепи от частоты приблизительно равномерна) фазовая характеристика является линейной.

Соответственно выражения, количественно связывающие частотную и фазовую характеристику, значительно упрощаются по сравнению с общими формулами (25), (29) и (30). Примером, иллюстрирующим сказанное, может быть полученное на основании (30) соотношение, которое связывает наклон линейного участка фазовой характеристики $d\varphi(\omega)/d\omega$ и верхнюю граничную частоту (ω_B) цепи или ширину полосы пропускания для избирательных систем,

$$\frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} = \frac{a}{\omega_B}, \quad (33)$$

где a — коэффициент, определяемый структурой пассивной цепи.

В последующих разделах формула (33) конкретизируется применительно к тем или иным разновидностям усилителей.

5. Особенности фазовых свойств реальных радиотехнических цепей

Прежде чем перейти к анализу фазовых характеристик конкретных радиотехнических цепей, следует определить некоторые общие особенности этих характеристик, присущие реальным устройствам. Они заключаются в сле-

дующем. Если записать выражение для коэффициента передачи цепи в той форме, как это принято для комплексных чисел, т. е.

$$K(f) = A(f) + jB(f), \quad (34)$$

где $A(f)$ — частотная зависимость затухания; $B(f)$ — частотная зависимость фазовой постоянной, то фазовая постоянная может быть представлена в виде суммы двух составляющих, также зависящих от частоты:

$$B(f) = B(f)_{\text{лин}} + B(f)_{\text{нел}}, \quad (35)$$

где $B(f)_{\text{лин}} = t_0 f$ — компонент, линейно зависящий от частоты, причем t_0 — величина, численно определяющая наклон фазовой характеристики; $B(f)_{\text{нел}} = \psi(f)$ — компонент, нелинейно зависящий от частоты, причем функциональный характер этой зависимости может быть определен при помощи тех или иных аппроксимирующих выражений.

Как очевидно, линейный компонент фазовой постоянной каких-либо изменений в форму передаваемого через цепь сигнала не вносит. Что же касается нелинейного компонента, то он, естественно, обуславливает появление фазовых искажений передаваемого сигнала. Поскольку степень этих искажений тем выше, чем значительнее отклонения фазовой характеристики от линейного закона, то их следует определять по интенсивности отклонений. Однако наилучшим образом, т. е. с максимальной точностью, фазовые искажения могут быть найдены не путем оценки абсолютных величин отклонения реальных фазовых характеристик от линейного закона на различных частотах, а на основании анализа частотной зависимости времени дифференциального фазового запаздывания. Последняя определяется на основе выражения (35):

$$t_3 = \frac{dB(f)}{df} = - \left[\frac{dB(f)_{\text{лин}}}{df} + \frac{dB(f)_{\text{нел}}}{df} \right] = - \left[t_0 + \frac{d\psi(f)}{df} \right]. \quad (36)$$

Итак, поскольку неискажающая цепь характеризуется постоянной во всем диапазоне частот величиной времени дифференциального фазового запаздывания, т. е.

$$t_3 = t_0, \quad (37)$$

то фазовые искажения оцениваются по величине производной нелинейного компонента фазовой постоянной.

Количественная оценка указанных искажений возможна при условии аппроксимации фазовой характеристики какими-либо функциями, позволяющими сравнительно легко получить удобные при практических расче-

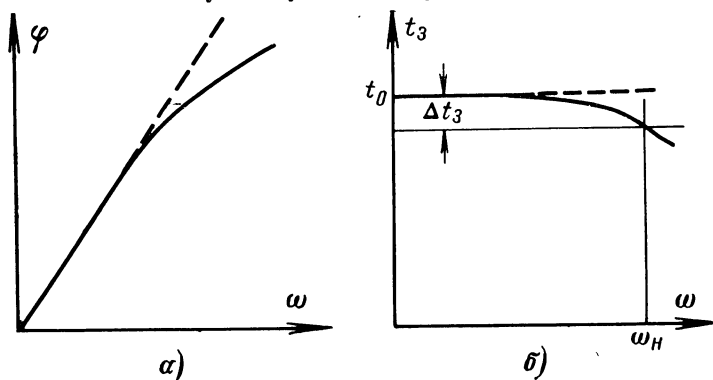


Рис. 12. Фазовая характеристика (а) и зависимость времени запаздывания от частоты (б) при аппроксимации фазовой характеристики монотонной функцией.

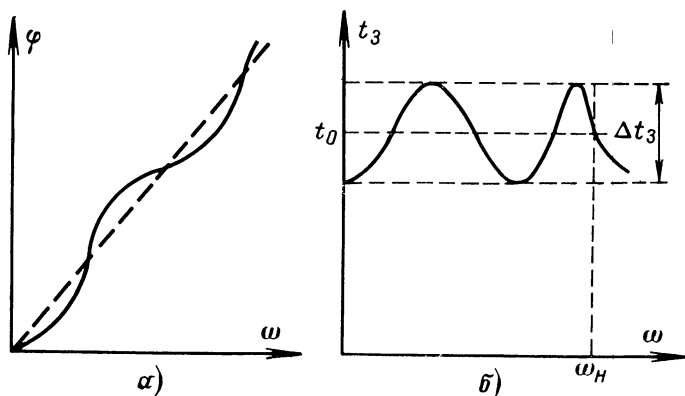


Рис. 13. Фазовая характеристика (а) и зависимость времени запаздывания от частоты (б) при равноволновой аппроксимации фазовой характеристики.

тах соотношения. Существуют следующие методы аппроксимации фазовой характеристики: максимально-плоская и равноволновая аппроксимация. Ниже приведено краткое описание этих методов.

1. Фазовая характеристика усилителя может быть аппроксимирована гладкой (или монотонной) функцией. Кривая, аппроксимирующая фазовую характеристику, и соответствующая ей зависимость времени запаздывания от частоты приведены на рис. 12. Ясно, что чем выше порядок аппроксимирующей функции, тем точнее она воспроизводит линейную фазовую характеристику в интервале частот. Вблизи частоты $\omega=0$ кривые дают хорошее приближение. Однако по мере увеличения частоты погрешность аппроксимации растет. Здесь Δt_3 — отклонение времени запаздывания в полосе пропускания от низкочастотного значения, равного t_0 .

2. Равноволновая аппроксимация обеспечивает небольшую и равномерную погрешность приближения в рабочем диапазоне частот. Кривая равноволновой аппроксимации линейной фазовой характеристики и соответствующая ей зависимость времени запаздывания приведены на рис. 13.

Глава вторая

Фазовые характеристики простых радиотехнических цепей

6. Фазовые характеристики простых резистивно-емкостных цепей

Анализ фазовых свойств радиотехнических устройств следует начать с рассмотрения резистивно-емкостных цепей.

К числу простейших модификаций последних относятся цепи, известные под названием дифференцирующих (рис. 14,а) и интегрирующих (рис. 14,б), а также некоторые другие, более сложные цепи, имеющие в своем составе параллельно включенные резисторы и конденсаторы (рис. 14,в — ж).

Как видно из рис. 14, все рассматриваемые цепи являются более или менее сложными модификациями изображенной на рис. 14,ж резистивно-емкостной цепи, принимаемой за исходную.

По этой причине целесообразно сначала найти выражение, определяющее фазовую характеристику исходной

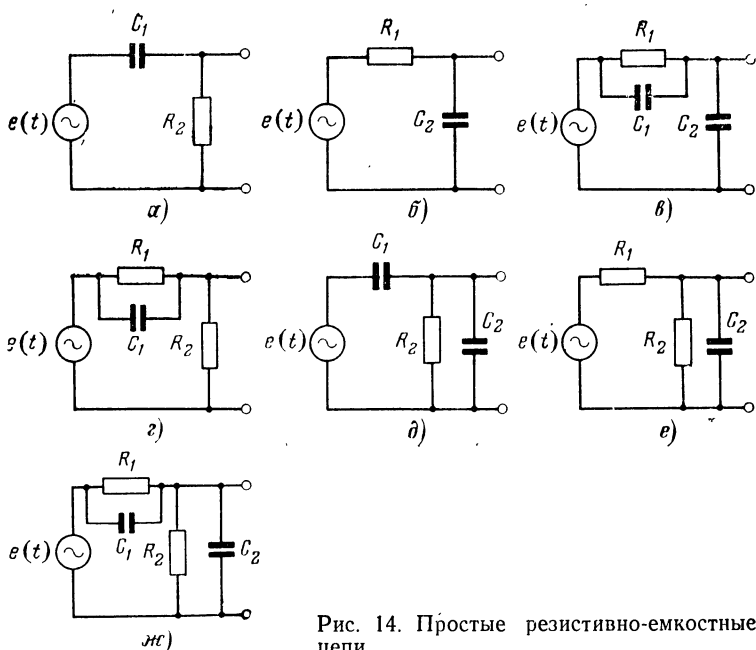


Рис. 14. Простые резистивно-емкостные цепи.

цепи, а затем путем введения соответствующих упрощений — фазовые характеристики более простых схемных модификаций.

Анализируя исходную цепь, можно после некоторых элементарных преобразований найти выражение для комплексного коэффициента передачи:

$$\dot{K} = \frac{1}{1 + \frac{R_1^2 C_2 / C_1 + R_1 / C_1^2 R_2 \omega^2}{R_1^2 + 1 / \omega^2 C_1^2} + j \frac{R_1 C_2 / \omega C_1^2 - R_1^2 / \omega C_1 R_2}{R_1^2 + 1 / \omega^2 C_1^2}} = K e^{-j\varphi}; \quad (38)$$

здесь K — модуль коэффициента передачи цепи по напряжению, зависимость величины которого от частоты ω определяет частотную характеристику:

$$K = \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{R_1^2 C_2 / C_1 + R_1 / C_1^2 R_2 \omega^2}{R_1^2 + 1 / \omega^2 C_1^2}\right)^2 + \dots}}$$

$$\rightarrow \frac{R_1 C_2 / \omega C_1^2 - R_1^2 / \omega C_1 R_2}{R_1^2 + 1 / \omega^2 C_1^2} \quad (39)$$

φ — аргумент комплексного коэффициента передачи, определяющий фазовую характеристику рассматриваемой цепи:

$$\begin{aligned} \varphi &= \operatorname{arctg} \frac{\frac{R_1 C_2 / \omega C_1^2 - R_1^2 / \omega C_1 R_2}{R_1^2 + 1 / \omega^2 C_1^2}}{1 + \frac{R_1^2 C_2 / C_1 + R_1 / C_1^2 R_2 \omega^2}{R_1^2 + 1 / \omega^2 C_1^2}} = \\ &= \operatorname{arctg} \frac{R_1 C_2 / \omega C_1^2 - R_1^2 / \omega C_1 R_2}{R_1^2 + 1 / \omega^2 C_1^2 + R_1^2 C_2 / C_1 + R_1 / C_1^2 R_2 \omega^2}. \end{aligned} \quad (40)$$

После несложных преобразований формула (40) принимает следующий окончательный вид:

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{R_1 R_2 C_2 \omega - R_1^2 C_1 \omega}{R_1 + R_2 + R_1^2 R_2 C_1^2 \omega^2 + R_1^2 R_2 C_1 C_2 \omega^2}. \quad (41)$$

Исследование полученного выражения дает возможность определить зависимость формы фазовой характеристики от изменений параметров элементов цепи R_1 , R_2 , C_1 и C_2 (рис. 15). Как нетрудно видеть, выражение (41) является универсальным и описывает фазовые свойства рассматриваемого класса резистивно-емкостных цепей, т. е. цепей, эквивалентных по своей общей структуре левому Г-образному звену.

При необходимости оценки фазовых свойств той или иной схемой модификации, отличающейся от исходной цепи, в выражение (41) следует ввести соответствующие упрощения.

Например, полагая в (41) $R_1 \rightarrow \infty$, $C_2 \rightarrow 0$, можно получить выражение,

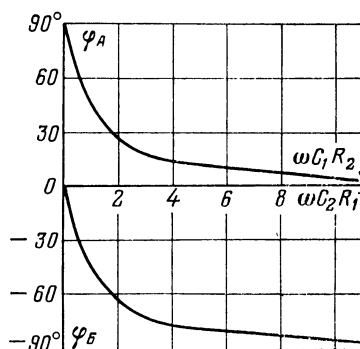


Рис. 15. Фазовые характеристики простых резистивно-емкостных цепей.

φ_A — для дифференцирующей цепи; φ_B — для интегрирующей цепи.

описывающее фазовую характеристику цепи, схема которой изображена на рис. 14,а:

$$\varphi = \lim_{\substack{R_1 \rightarrow \infty \\ C_2 \rightarrow 0}} \varphi = \operatorname{arctg} \left(-\frac{1}{R_2 C_1 \omega} \right). \quad (42)$$

При $R_2 \rightarrow \infty$, $C_1 \rightarrow 0$ общее выражение (41) принимает вид:

$$\varphi = \lim_{\substack{R_2 \rightarrow \infty \\ C_1 \rightarrow 0}} \varphi = \operatorname{arctg} R_1 C_2 \omega \quad (43)$$

и описывает фазовые свойства цепи, схема которой изображена на рис. 14,б.

Аналогичным образом могут быть найдены выражения для фазовых характеристик остальных RC -цепей, представленных на рис. 14,в, г, д, е:

$$\varphi = \lim_{R_2 \rightarrow \infty} \varphi = \operatorname{arctg} \frac{R_1 C_2 \omega}{1 + R_1^2 C_1 \omega^2 (C_1 + C_2)} \quad (\text{рис. 14, в}); \quad (44)$$

$$\varphi = \lim_{C_2 \rightarrow 0} \varphi = \operatorname{arctg} \left(-\frac{1}{\frac{R_1 + R_2}{R_1^2 C_1 \omega} + R_2 C_1 \omega} \right) \quad (\text{рис. 14, г}); \quad (45)$$

$$\varphi = \lim_{R_1 \rightarrow \infty} \varphi = \operatorname{arctg} \left[-\frac{1}{R_2 (C_1 + C_2) \omega} \right] \quad (\text{рис. 14, д}); \quad (46)$$

$$\varphi = \lim_{C_1 \rightarrow 0} \varphi = \operatorname{arctg} \frac{R_1 R_2 C_2 \omega}{R_1 + R_2} \quad (\text{рис. 14, е}). \quad (47)$$

Что касается частотных характеристик рассматриваемых цепей, то все они описываются полученным выше выражением (39). Последнее значительно упрощается при анализе более простых модификаций исходной цепи, т. е. при учете условий, указанных на выводе формул (42) — (47).

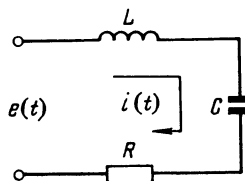


Рис. 16. Последовательный колебательный контур.

Рассматриваемые цепи являются простейшими радиотехническими устройствами, широко используемыми в усилительной технике. Знание их фазовых характеристик весьма полезно при анализе фазовых свойств резистивно-емкостных усилителей.

7. Фазовая характеристика последовательного колебательного контура

Схема простейшей радиотехнической цепи, которая выполнена в виде последовательно соединенных конденсатора C , катушки индуктивности L , резистора R и источника сигнала $e(t)$, образующих последовательный колебательный контур, представлена на рис. 16.

При воздействии на контур э. д. с. в виде гармонического колебания

$$e(t) = \mathcal{E}_m \cos(\omega t + \psi), \quad (48)$$

где \mathcal{E}_m — амплитуда, ψ — начальная фаза, в нем протекает ток, комплексная амплитуда которого может быть определена выражением

$$I = \frac{\mathcal{E}_m}{\sqrt{R^2 + X^2}} e^{j(\psi - \varphi)}, \quad (49)$$

где $X = \omega L - \frac{1}{\omega C}$ — реактивное сопротивление контура;

$\varphi = \arctg \frac{\omega L - 1/\omega C}{R} = \arctg \frac{X}{R}$ — фазовый сдвиг вектора тока относительно вектора э. д. с. Переходя к тригонометрической форме, можно написать для мгновенного значения тока в контуре:

$$i(t) = I \cos(\omega t + \psi - \varphi). \quad (50)$$

В соответствии с выражением (49) на рис. 17 построен график зависимости фазового сдвига тока в контуре относительно э. д. с. от изменений величины отношения активного и реактивного сопротивлений — фазовая характеристика контура $\varphi = f(X/R)$. Этот график имеет характер обобщенной кривой, так как аргумент включает в себя помимо величины расстройки все возможные соотношения между реактивными и активными сопротивлениями колебательного контура.

Принимая во внимание, что для последовательного колебательного контура действительны следующие соот-

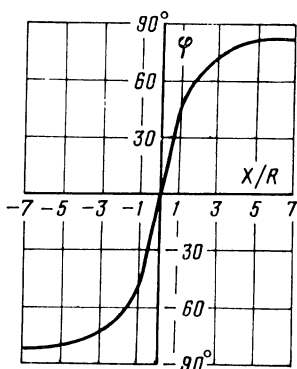


Рис. 17. Фазовая характеристика последовательного колебательного контура.

ношения: $1/\sqrt{LC} = \omega_p$ — резонансная частота контура, $\omega_p L/R = Q$ — добротность контура, можно выполнить элементарное преобразование, а именно:

$$\frac{\omega L - 1/\omega C}{R} = Q \left(\frac{\omega}{\omega_p} - \frac{\omega_p}{\omega} \right). \quad (51)$$

Тогда выражение для фазовой характеристики в случае, когда в качестве независимой переменной принято отношение ω/ω_p , характеризующее расстройку контура относительно частоты сигнала, представляется в виде

$$\varphi = \arctg \left[Q \left(\frac{\omega}{\omega_p} - \frac{\omega_p}{\omega} \right) \right]. \quad (52)$$

Из (52) видно, что фазовая характеристика реального контура является несимметричной относительно точки, соответствующей нулевому фазовому сдвигу, т. е. резонансной частоте $\omega = \omega_p$.

Известно однако, что реальные усилительные устройства работают в условиях, когда на их вход поступают сигналы, обладающие узким по сравнению с шириной полосы пропускания спектром. Это означает, что абсолютная величина расстройки избирательной цепи относительно частоты сигнала, определяемая как

$$\Delta\omega = |\omega - \omega_p|, \quad (53)$$

невелика. Тогда для определения относительной расстройки контура могут быть написаны следующие соотношения:

$$\xi = \frac{\Delta\omega}{\omega_p} \ll 1 \quad (54)$$

и

$$\frac{\omega}{\omega_p} - \frac{\omega_p}{\omega} \approx \frac{2\Delta\omega}{\omega_p} = 2\xi. \quad (55)$$

С учетом (54) и (55) выражение (52) может быть записано в виде

$$\varphi = \arctg (2Q\xi) = \arctg \alpha, \quad (56)$$

где $\alpha = \frac{2\Delta\omega}{\omega_p} Q = 2Q\xi$ — обобщенная расстройка колебательного контура.

График фазовой характеристики $\varphi = f(\alpha)$, построенный в соответствии с (56), совпадает с представленной на рис. 17 обобщенной кривой. Это объясняется тем, что в области частот, близких к резонансной, справедливо соотношение

$$\alpha \approx X/R. \quad (57)$$

Выражение (56) позволяет также сделать выводы о связи величины фазового сдвига с параметрами колебательного контура, в частности с добротностью. Нетрудно видеть, что с повышением добротности контура фазовый сдвиг на частотах, близких к резонансной, увеличивается, а фазовая характеристика становится более крутой.

На рис. 18 представлены векторные диаграммы токов и напряжений в контуре и на его элементах. Эти диаграммы, построенные для различных областей частот, позволяют по знаку фазового угла между векторами тока и э. д. с. определить характер комплексного сопротивления, которому эквивалентен контур.

Из векторных диаграмм, а также из приведенного на рис. 17 построения следует, что на частотах выше резонансной (при $\omega > \omega_p$) фазовый угол имеет положительный знак; это соответствует отставанию тока, т. е. контур имеет характер индуктивного сопротивления; на частотах ниже резонансной (при $\omega < \omega_p$) фазовый угол имеет отрицательный знак; это соответствует опережению тока, т. е. контур имеет характер емкостного сопротивления; на частоте, равной резонансной ($\omega = \omega_p$), вектор тока в контуре совпадает по направлению с вектором э. д. с.; контур эквивалентен активному сопротивлению.

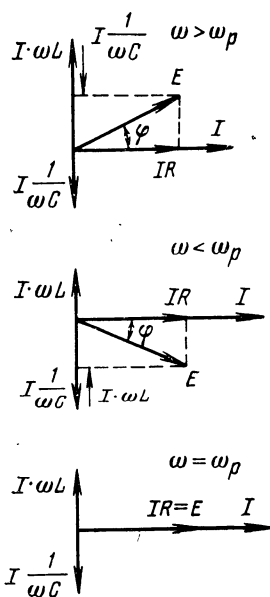


Рис. 18. Векторная диаграмма токов и напряжений в последовательном контуре.

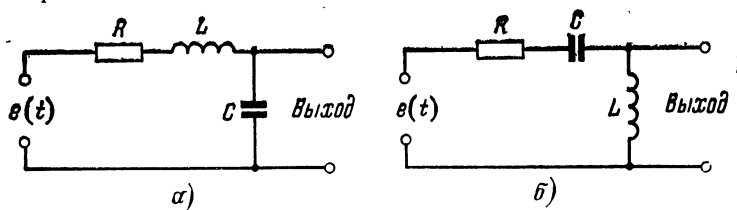


Рис. 19. Последовательный колебательный контур как четырех-полюсник.

а — случай съема выходного напряжения с конденсатора; б — случай съема выходного напряжения с катушки индуктивности.

В тех случаях, когда последовательный контур включен в состав передаточной цепи как четырехполюсник (рис. 19) и выходное напряжение снимается либо с конденсатора, либо с катушки индуктивности, возникает необходимость знания фазового сдвига между напряжением на выходе этого четырехполюсника и э. д. с. источника сигнала.

Комплексный коэффициент передачи напряжения при съеме выходного сигнала с конденсатора (рис. 19,а) равен:

$$K_c = \frac{\dot{U}_c}{\dot{E}_m} = \frac{\dot{Z}_c}{\dot{Z}_k}, \quad (58)$$

где $\dot{U}_c = \dot{E}_m \frac{\dot{Z}_c}{\dot{Z}_k}$ — комплексная амплитуда напряжения на конденсаторе; \dot{Z}_c — комплексное сопротивление конденсатора; \dot{Z}_k — комплексное сопротивление контура.

Значения \dot{Z}_c и \dot{Z}_k могут быть определены при малых расстройках контура следующим образом:

$$\dot{Z}_c = -j \frac{1}{\omega C} \approx \rho e^{-j \frac{\pi}{2}}; \quad (59)$$

$$\dot{Z}_k = Z_k e^{j\varphi}, \quad (60)$$

где ρ — характеристическое сопротивление контура; Z_k — модуль комплексного сопротивления контура; φ — фазовый угол, определяемый в соответствии с (56).

Подставляя значения \dot{Z}_c и \dot{Z}_k в выражение (58), получаем:

$$K_c = \frac{\dot{Z}_c}{\dot{Z}_k} = \frac{\rho}{Z_k} e^{-j \left(\varphi + \frac{\pi}{2} \right)} = K_c e^{-j \left(\varphi + \frac{\pi}{2} \right)}. \quad (61)$$

Отсюда видно, что фазовый сдвиг φ_c между напряжением, снимаемым с конденсатора C , и э. д. с. источника сигнала определяется как

$$\varphi_c = \varphi + \frac{\pi}{2}. \quad (62)$$

Рассуждая аналогично, нетрудно показать, что для случая включения контура в соответствии с рис. 19,б,

т. е. при съеме выходного напряжения с катушки индуктивности L , коэффициент передачи \dot{K}_L равен:

$$\dot{K}_L = \frac{\rho}{Z_{\kappa}} e^{-j\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right)} = K_L e^{-j\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right)}, \quad (63)$$

где $K_L = K_C = \frac{\rho}{Z_{\kappa}}$.

Следовательно, угол сдвига фаз φ_L между выходным напряжением, снимаемым с катушки индуктивности L , и э. д. с. источника сигнала определяется как

$$\varphi_L = \varphi - \frac{\pi}{2}. \quad (64)$$

Очевидно, что значения φ_C и φ_L можно легко рассчитать, используя либо формулы (56), (62) и (64), либо график, приведенный на рис. 17, и выражения (62) и (64).

8. Фазовая характеристика параллельного колебательного контура

Параллельный колебательный контур, который обычно применяется в устройствах, возбуждаемых от генераторов высокочастотных колебаний с высоким внутренним сопротивлением, в комбинации с этим генератором может рассматриваться как цепь четырехполюсного типа (рис. 20). По этой причине фазовая характеристика цепи, содержащей параллельный колебательный контур, определяется как зависимость величины фазового сдвига между напряжением на контуре и э. д. с. генератора от частоты.

Пусть на параллельный контур воздействует гармоническая э. д. с., мгновенное значение которой

$$e(t) = \mathcal{E}_m \cos(\omega t - \psi) = \mathcal{E}_m \cos \omega t$$

(для упрощения анализа полагаем начальную фазу колебания $\psi = 0$).

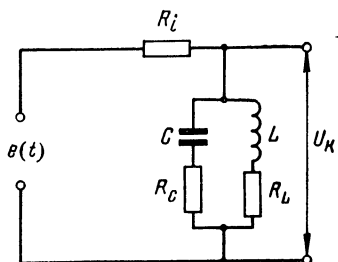


Рис. 20. Параллельный колебательный контур.

Тогда комплексный коэффициент передачи рассматриваемой цепи определится как

$$\dot{K} = \frac{\dot{U}_K}{\dot{E}_m} \quad (65)$$

или

$$\dot{K} = \frac{\dot{Z}_K}{R_t + \dot{Z}_K} = \frac{1}{1 + \frac{R_t}{\dot{Z}_K}}. \quad (66)$$

Для его определения необходимо предварительно найти сопротивление контура \dot{Z}_K для случая малых расстройек, т. е. при

$$\Delta\omega = \omega - \omega_p \ll \omega_p$$

и

$$\xi = \frac{\Delta\omega}{\omega_p} \ll 1. \quad (67)$$

Сопротивление параллельного контура (рис. 20) можно определить следующим образом:

$$\dot{Z}_K = \frac{(R_C + jX_C)(R_L + jX_L)}{R + jX}, \quad (68)$$

где $R = R_C + R_L$; $X = X_C + X_L$.

При малых расстройках

$$X_C = -\frac{1}{\omega C} \approx -\frac{1}{\omega_p C} = -\rho;$$

$$X_L = \omega L \approx \omega_p L = \rho;$$

$$X \approx \omega_p L \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_p}\right) - \frac{1}{\omega_p C} \left(1 - \frac{\Delta\omega}{\omega_p}\right) = \rho \frac{2\Delta\omega}{\omega_p} = 2\rho\xi.$$

Подставляя значения X_L , X_C и X в (68), получаем:

$$\dot{Z}_K = \frac{R_{oe}}{1 + j\alpha}, \quad (69)$$

где $R_{oe} = \rho^2/R$ — сопротивление параллельного контура на резонансной частоте; $\alpha = 2Q\xi$ — обобщенная расстройка.

С учетом (69) формула (66) приобретает вид:

$$\begin{aligned} \dot{K} &= \frac{R_{oe}}{R_t + R_{oe} + j\alpha R_t} = \frac{R_{oe}R_t + R_{oe}^2 - j\alpha R_t R_{oe}}{(R_t + R_{oe})^2 + \alpha^2 R_t^2} = \\ &= \frac{R_{oe}R_t + R_{oe}^2}{(R_t + R_{oe})^2 + \alpha^2 R_t^2} - j \frac{\alpha R_t R_{oe}}{(R_t + R_{oe})^2 + \alpha^2 R_t^2} = K e^{-j\varphi}. \end{aligned} \quad (70)$$

Отсюда

$$\varphi = \arctg \frac{\alpha R_i R_{oe}}{R_{oe} R_i + R_{oe}^2} = \arctg \frac{\alpha}{1 + R_{oe}/R_i} = \arctg \alpha', \quad (71)$$

где $\alpha' = 2Q'\xi$; $Q' = \frac{Q}{1 + R_{oe}/R_i}$.

Таким образом, в аналитической форме запись фазовых характеристик последовательного и параллельного контуров практически одинакова.

Однако при построении фазовой характеристики параллельного контура необходимо учесть знак минус в формуле (70). Графическое построение зависимости $\varphi = f(\omega) = f(\alpha')$ приведено на рис. 21.

Вид фазовой характеристики показывает, что на частотах $f < f_p$ сопротивление контура имеет индуктивный характер, а на частотах $f > f_p$ — емкостный.

При малых расстройках относительно частоты сигнала фазовая характеристика параллельного контура, так же как и последовательного, близка к линейной. Область частот, в которой зависимость $\varphi = f(\alpha')$ носит линейный характер, может быть расширена путем уменьшения добротности контура. Последнее относится в равной степени к параллельному и последовательному контурам.

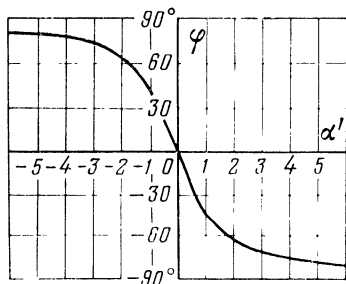


Рис. 21. Фазовая характеристика параллельного колебательного контура.

9. Фазовые характеристики системы связанных контуров

Относительно невысокая крутизна скатов резонансных кривых одиночных колебательных контуров препятствует четкому разделению сигналов по частотному признаку. Для улучшения избирательности в усилительных устройствах широко применяются более сложные системы, составленные из нескольких связанных тем или иным способом колебательных контуров. В зависимости от способа осуществления связи между контурами различают магнитную, электрическую и комбинированную связи (рис 22, а—д). В отдельных случаях (например, в измерительных устройствах) оказывается удобным применять гальваническую связь (рис. 22, е). При этом число контуров принципиально может быть любым. Но поскольку наи-

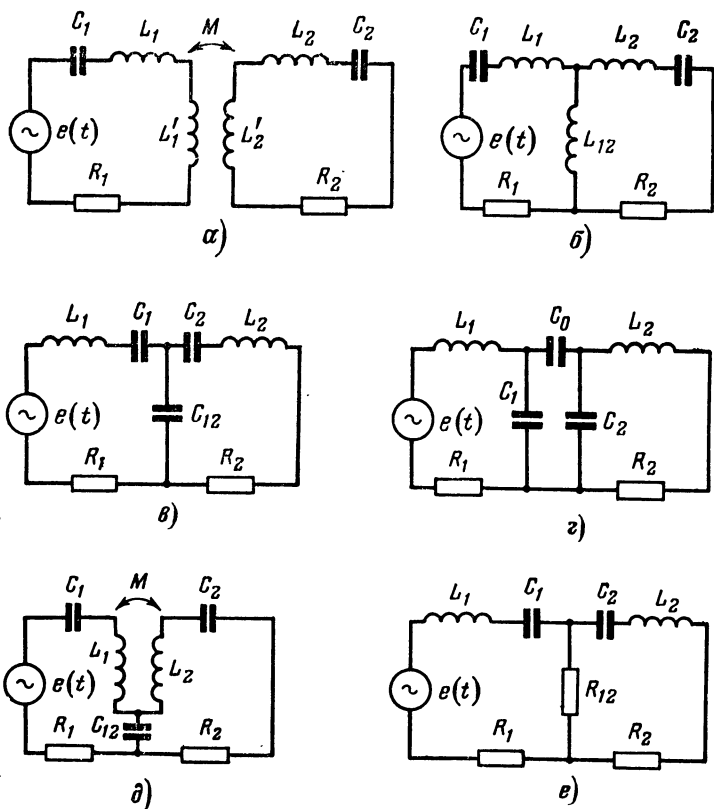


Рис. 22. Связанные колебательные контуры.

большее распространение в усилительных устройствах получили двухконтурные связанные цепи, то настоящий раздел посвящен описанию фазовых свойств систем этого типа [Л. 7].

Любая из двухконтурных систем, схемы которых приведены на рис. 22, может быть представлена в виде обобщенной цепи. Схема этой цепи изображена на рис. 23. Здесь индексами 1 и 2 обозначены элементы, входящие только в первый или второй контур, а индексом 12 — элементы, общие для обоих контуров.

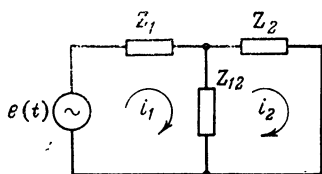


Рис. 23. Представление связанных контуров в виде обобщенной цепи.

Используя известные методы анализа линейных цепей, нетрудно получить выражения для токов в первом I_1 и втором I_2 контурах:

$$I_1 = \frac{\dot{E}}{R_{11}} \frac{1 + j\alpha_2}{1 - \alpha_1\alpha_2 + \frac{X_{12}^2}{R_{11}R_{22}} + j(\alpha_1 + \alpha_2)}; \quad (72)$$

$$I_2 = \frac{\dot{E}}{\sqrt{R_{11}R_{12}}} \frac{\pm j \frac{X_{12}}{\sqrt{R_{11}R_{22}}}}{1 - \alpha_1\alpha_2 + \frac{X_{12}^2}{R_{11}R_{22}} + j(\alpha_1 + \alpha_2)}. \quad (73)$$

После несложных математических преобразований формулы (72) и (73) могут быть переписаны в виде

$$I_1 = \frac{E}{R_{11}} \frac{\sqrt{1 + \alpha_2^2}}{\sqrt{(1 - \alpha_1\alpha_2 + k^2 Q_1 Q_2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2}} e^{-j(\varphi_{12} - \varphi_2)}; \quad (74)$$

$$I_2 = \frac{E}{\sqrt{R_{11}R_{12}}} \times \\ \times \frac{k \sqrt{Q_1 Q_2}}{\sqrt{(1 - \alpha_1\alpha_2 + k^2 Q_1 Q_2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2}} e^{-j\left(\varphi_{12} \pm \frac{\pi}{2}\right)}, \quad (75)$$

где $\varphi_2 = \arctg \alpha_2$; $\varphi_{12} = \arctg \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{1 - \alpha_1\alpha_2 + k^2 Q_1 Q_2}$; k — коэф-

фициент связи между контурами; Q_1 и Q_2 — добротности первого и второго контуров; α_1 и α_2 — обобщенные расстройки первого и второго контуров.

В выражении (75) знак плюс перед $\pi/2$ соответствует емкостной связи, а знак минус — магнитной.

Таким образом, фазовые характеристики токов I_1 и I_2 , т. е. частотные зависимости фазовых сдвигов I_1 и I_2 относительно фазы э. д. с., вводимой в первый контур, определяются как

$$\varphi_I = \varphi_{12} - \varphi_2 = \arctg \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{1 - \alpha_1\alpha_2 + k^2 Q_1 Q_2} - \arctg \alpha_2; \quad (76)$$

$$\varphi_{II} = \varphi_{12} \pm \frac{\pi}{2} = \arctg \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{1 - \alpha_1\alpha_2 + k^2 Q_1 Q_2} \pm \frac{\pi}{2}. \quad (77)$$

Полученные выражения справедливы для любых настроек контуров и для любых соотношений между добротностями контуров. Единственным ограничением является условие относительно малого изменения частоты генератора.

При практическом осуществлении усилительных устройств наибольший интерес представляют два случая:

- 1) контуры идентичны, т. е. $Q_1 = Q_2$; $\omega_{p1} = \omega_{p2}$;
- 2) контуры неидентичны, т. е. $Q_2 \ll Q_1$; $\omega_{p1} = \omega_{p2}$.

Первый из указанных случаев характерен для двухконтурных систем, применяемых в приемниках.

Второй случай характерен для передатчиков, где первый контур может обладать весьма малыми потерями, а второй — из-за большого сопротивления нагрузки, входящего в контур, иметь низкую добротность.

Как очевидно, в первом случае выражения для фазовых характеристик упрощаются, принимая следующий вид:

$$\varphi_I = \arctg \frac{2\alpha}{1 - \alpha^2 + k^2 Q^2} - \arctg \alpha; \quad (78)$$

$$\varphi_{II} = \arctg \frac{2\alpha}{1 - \alpha^2 + k^2 Q^2} \pm \frac{\pi}{2}. \quad (79)$$

Графическая интерпретация фазовых свойств системы идентичных контуров дана на рис. 24. При этом на рис. 24,б по оси ординат отложена величина φ'_{II} , которая отличается от φ_{II} на угол $\pm \pi/2$, т. е. $\varphi'_{II} = \varphi_{II} \mp \pi/2$. При индуктивной связи для получения φ_{II} кривую φ'_{II} необходимо сдвинуть вниз на $\pi/2$, при емкостной — на $\pi/2$ вверх.

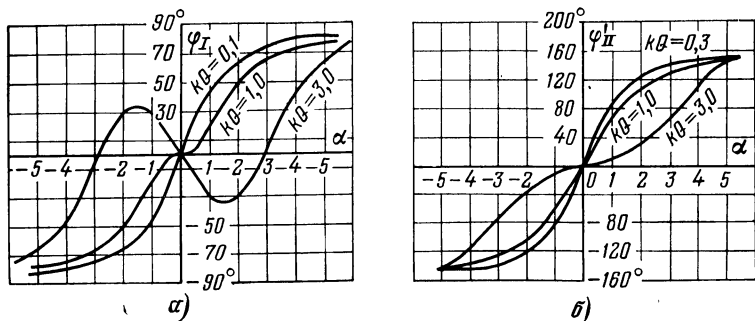


Рис. 24. Фазовые характеристики системы связанных контуров.

α — частотная зависимость фазового сдвига тока в первом контуре относительно фазы э. д. с., вводимой в первый контур; б — частотная зависимость фазового сдвига тока во втором контуре относительно фазы э. д. с., вводимой в первый контур.

Как видно из рис. 24, при факторе связи $kQ \leq 1$ фазовые характеристики в полосе пропускания значительно меньше отклоняются от прямой линии, чем аналогичные характеристики одиночных контуров. Однако с ростом величины фактора связи нелинейность фазовых харак-

теристик увеличивается и их отклонения от прямой линии получаются значительно больше, чем у одиночных контуров. При $kQ > 1$ характеристика $\varphi_1(\alpha)$ на рис. 24,а пересекает ось абсцисс уже не в одной точке, а в трех: в точке, соответствующей $\alpha = 0$, и в двух точках $\pm \alpha$, соответствующих частотам связи ω_1 и ω_2 . Появление нулевого фазового сдвига в трех точках частотного диапазона объясняется тем, что полное сопротивление первого контура на основной резонансной частоте и на частотах связи становится чисто активным и ток I_1 совпадает по фазе с вводимой в контур э. д. с. \dot{E} .

Фазовые характеристики для токов I_1 и I_2 в случае неидентичных контуров могут быть построены согласно выражениям (76) и (77).

При исследовании усилительных устройств рассматриваемого типа довольно часто возникает потребность знать также фазовый сдвиг напряжения на реактивных элементах второго контура относительно напряжения, вводимого в первый контур. Этот сдвиг (φ) определяется аргументом комплексного коэффициента передачи напряжения двухконтурной связанной системы \dot{K} . Следовательно, для определения величины φ следует прежде всего получить выражение для коэффициента передачи \dot{K} .

Считая, что выходное напряжение снимается с конденсатора второго контура и что оба контура идентичны, можно написать:

$$\dot{K} = \frac{I_2 \frac{1}{j\omega C_2}}{\dot{E}} = \frac{1}{\omega CR} \frac{\pm kQ}{(1 + j\alpha)^2 + k^2 Q^2}; \quad (80)$$

здесь знак плюс соответствует магнитной связи контуров, знак минус — емкостной. Так как при малых расстройках

$$\frac{1}{\omega CR} \approx \frac{1}{\omega_p CR} = Q,$$

то выражение (80) преобразуется к виду

$$\dot{K} = \pm \frac{kQ^2}{1 + k^2 Q^2 - \alpha^2 + j2\alpha} = \pm K e^{-j\varphi}. \quad (81)$$

Соотношение (81) позволяет представить уравнение фазовой характеристики для рассматриваемого случая

в следующем виде:

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{2\alpha}{1 + k^2 Q^2 - \alpha^2}. \quad (82)$$

Нетрудно видеть, что графики зависимости $\varphi(\alpha)$, построенные согласно (82), повторяют графическое построение зависимости $\varphi'_{II}(\alpha)$ на рис. 24, б.

Таким образом, фазовые характеристики двухконтурных связанных систем являются нелинейными. Это свойство должно обязательно учитываться, особенно в тех случаях, когда степень фазовых искажений усиливаемых

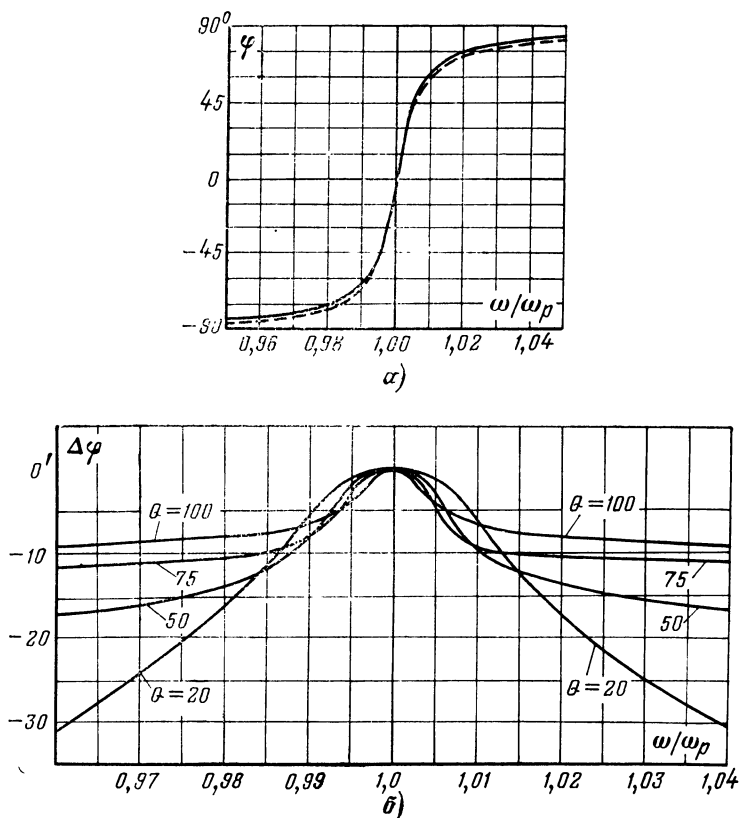


Рис. 25. Иллюстрация асимметрии фазовой характеристики последовательного колебательного контура.

a — фазовая характеристика, построенная по приближенной формуле (сплошная линия) и по точной (пунктирная линия); b — частотная зависимость разности между действительным значением фазового сдвига и его величиной, определенной при условии симметрии фазовой характеристики.

колебаний имеет решающее значение, например при построении фазовых радиотехнических систем, принципиальной особенностью которых является то, что подлежащая передаче информация заключена в изменениях фазы сигнала.

10. Асимметрия фазовых характеристик избирательных цепей

Приведенные в предшествующих разделах фазовые характеристики избирательных цепей анализировались в предположении малой расстройки частоты сигнала относительно резонансной частоты контуров (т. е. при условии $\Delta\omega/\omega_p \ll 1$). Полученные таким образом приближенные выражения описывали фазовые характеристики, симметричные относительно резонансной частоты.

Из анализа соответствующих выражений следует, что при увеличении расстройки ($\Delta\omega$) — это, в частности, обусловлено расширением спектра сигнала — и снижении резонансной частоты контуров (ω_p) фазовая (и, конечно, частотная) характеристика избирательной цепи становится асимметричной. Это подтверждается приведенной на рис. 25,а фазовой характеристикой последовательного контура, причем сплошной линией показана характеристика, построенная по приближенной формуле (56), а пунктирной — по точной формуле (52); добротность контура принята равной 100. Однако использование представленной кривой для точного определения фазового сдвига, который создается реальной колебательной цепью, затруднено. По этой причине при практических расчетах следует пользоваться зависимостью $\Delta\varphi = f(\omega/\omega_p)$, изображенной на рис. 25,б. Здесь $\Delta\varphi$ представляет собой разность между действительным значением фазового сдвига и его величиной, определенной при условии симметрии фазовой характеристики. Указанные кривые, построенные при раз-

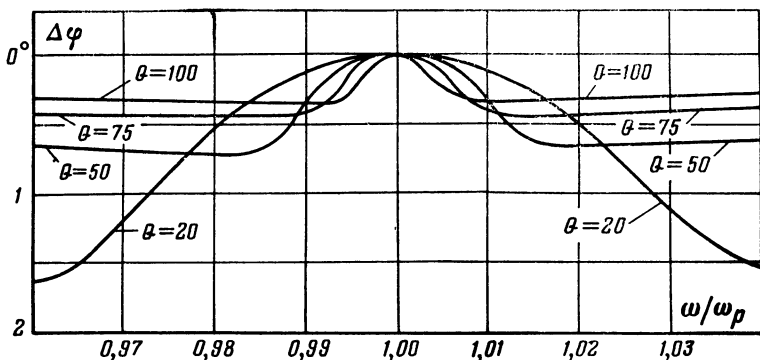


Рис. 26. Частотная зависимость разности между действительным значением фазового сдвига и его величиной, определенной при условии симметрии фазовой характеристики двухконтурной связанной системы.

личных величинах добротности (Q), действительны для последовательного и параллельного колебательных контуров.

Аналогичным образом может быть оценена асимметрия фазовых характеристик двухконтурной связанной системы. Графики зависимости $\Delta\varphi = f(\omega/\omega_p)$ для двухконтурной системы связанных контуров приведены на рис. 26. Необходимо отметить, что указанные кривые относятся к наиболее распространенному случаю, характеризующемуся съемом сигнала со второго контура, критической величиной связи между контурами ($kQ=1$) и абсолютной идентичностью контуров связанной системы.

Приведенные графики дают возможность оценить истинное изменение фазового сдвига избирательных цепей в полосе пропускания. Они будут весьма полезны при анализе прохождения через цепи колебаний с широким спектром частот.

Глава третья

Фазовые характеристики фильтров

11. Некоторые элементы общей теории фильтров

В отличие от рассмотренных в предшествующих разделах простейших цепей фазовые свойства фильтров, которые представляют собой системы с многими степенями свободы, не могут быть определены использованными выше методами. Они дают слишком громоздкие соотношения, неприменимые в инженерной практике. Лучшие с этой точки зрения результаты дает применение выводов общей теории электрических фильтров, элементы которой изложены ниже.

Под электрическим фильтром понимается цепь (обычно обладающая большим числом степеней свободы и в силу этого описываемая дифференциальным уравнением высокого порядка), которая предназначена для того, чтобы пропустить к последующему звену радиотехнического тракта колебания одних частот и не пропустить колебания других частот.

Это определение отражает, лишь качественно, те требования, которые предъявляются к фильтру, причем идеализированному. Для того чтобы найти в аналитической форме условия работы фильтра, а следовательно, и вывести соотношения, описывающие параметры последнего, необходимо обратиться к понятию постоянной передачи.

Используемая в теории четырехполосников постоянная передачи характеризует особенности прохождения колебания через цепь более или менее сложной структуры и определяется как натуральный логарифм отношения напряжений на входе и на выходе четырехполосника при нагрузке его на сопротивление, равное характеристическому,

$$g = \ln(U_{вх}/U_{вых}) \text{ при } Z_{н} = Z_{с}, \quad (83)$$

или

$$(U_{вх}/U_{вых}) = e^g. \quad (84)$$

Так как отношение напряжений на входе и на выходе четырех- полюсника выражается отношением комплексных амплитуд, то постоянная передачи также будет комплексной величиной, т. е.

$$g = b + ja; \quad (85)$$

здесь b — действительная часть постоянной передачи, характеризующая степень уменьшения амплитуды сигнала при прохождении через четырехполюсник и называемая в связи с этим постоянной затухания; a — мнимая часть постоянной передачи, характеризующая сдвиг фазы выходного напряжения по отношению ко входному и называемая фазовой постоянной.

Рассматривая цепь, состоящую из нескольких последовательно соединенных четырехполюсников — звеньев, можно показать, что при равенстве характеристических сопротивлений отдельных четырехполюсников и нагрузке последнего четырехполюсника на сопротивление, равное характеристическому, постоянная передачи такой цепи равна:

$$\Gamma = \sum_{i=1}^n g_i, \quad (86)$$

где n — число последовательно соединенных звеньев.

Очевидно, что при условии совершенно одинаковых четырехполюсников постоянная передачи многозвенной цепи равна:

$$\Gamma = ng = n(b + ja) = B + jA, \quad (87)$$

где $B = nb$ и $A = na$ — постоянная передачи и фазовая постоянная соответственно многозвенной цепи.

Теперь на основании написанных соотношений и с учетом соответствующих терминологических обозначений могут быть сформулированы определения, в самом общем виде характеризующие работу электрического фильтра.

Поскольку фильтр должен передавать колебания одних частот без ослабления амплитуд, а других — с ослаблением, т. е. иметь для них существенно различные величины затухания, то на основании этого можно определить полосу прозрачности фильтра — тот интервал частот, в пределах которого постоянная затухания фильтра должна иметь весьма малую величину

$$b \rightarrow 0, \quad (88)$$

а также полосу непрозрачности фильтра — тот интервал частот, в пределах которого постоянная затухания должна иметь весьма большую величину

$$b \rightarrow \infty. \quad (89)$$

Аналитически полоса прозрачности может быть найдена следующим образом. Так как в полосе прозрачности выполняется условие (88), то постоянная передачи должна быть чисто мнимой величиной, т. е.

$$g = ja. \quad (90)$$

Тогда

$$\text{th } g = \sqrt{\frac{\bar{Z}_{\text{вх } 0}}{\bar{Z}_{\text{вх } \infty}}} = \text{th } (ja) = j \text{tg } a, \quad (91)$$

где $Z_{вх0}$ и $Z_{вх\infty}$ — значения входного сопротивления четырехполюсника, измеренные при коротком замыкании и холостом ходе соответственно в выходной цепи.

Для того чтобы величина $\text{th } g$ была мнимой, подкоренное выражение $\sqrt{\dot{Z}_{вх0}/\dot{Z}_{вх\infty}}$ должно быть отрицательным. На основании этого нетрудно написать имеющее весьма общий характер аналитическое выражение для определения ширины полосы прозрачности фильтра; оно имеет вид следующего неравенства:

$$-\infty < \frac{\dot{Z}_{вх0}}{\dot{Z}_{вх\infty}} < 0. \quad (92)$$

Это выражение является исходным практически для всех расчетных операций, производимых в процессе определения показателей фильтра. Но, как очевидно, для получения конкретных соотношений необходимо знание внутренней структуры четырехполюсника.

12. Основные расчетные соотношения для лестничной схемы четырехполюсника

Основой для построения электрических фильтров является так называемая лестничная цепь, варианты которой показаны на рис. 27.

Анализ лестничной цепи позволяет получить следующее выражение для определения постоянной передачи однозвенного четырехполюсника [Л. 14]:

$$\text{th } g = \frac{\sqrt{1 + 4\dot{Z}_b/\dot{Z}_a}}{1 + 2\dot{Z}_b/\dot{Z}_a}, \quad (93)$$

где \dot{Z}_a — сопротивление последовательного плеча, \dot{Z}_b — сопротивление параллельного плеча, на основании которого неравенство (92) переписывается следующим образом:

$$-\infty < \left| 1 + 4 \frac{\dot{Z}_b}{\dot{Z}_a} \right| < 0 \quad (94)$$

или

$$-\infty < 4 \frac{\dot{Z}_b}{\dot{Z}_a} < -1. \quad (95)$$

В окончательном виде неравенство, определяющее полосу прозрачности фильтра, который построен в соответствии со схемой лестничной цепи, имеет вид:

$$1 < -4 \frac{\dot{Z}_b}{\dot{Z}_a} < \infty \quad (96)$$

или

$$1 > -\frac{\dot{Z}_a}{4\dot{Z}_b} > 0.$$

Отсюда определяются требования, предъявляемые к элементам фильтра. Для того чтобы отношение \dot{Z}_b/\dot{Z}_a было чисто вещественной

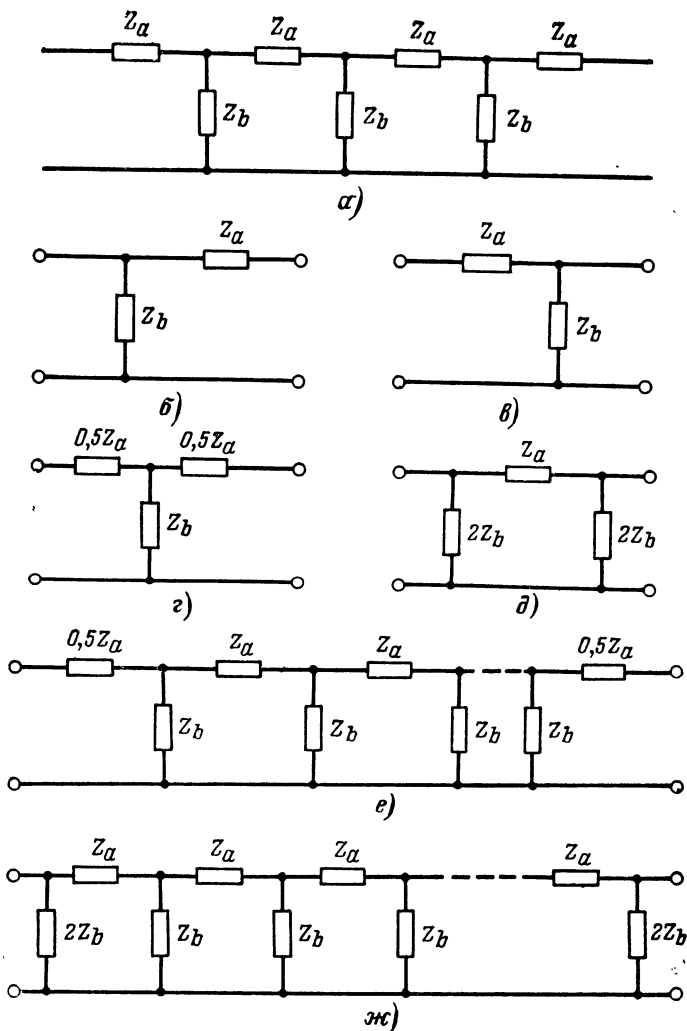


Рис. 27. Варианты лестничной схемы электрических фильтров.
 a — обобщенная схема; $б$ — правое Г-звено; $в$ — левое Г-звено; $г$ — Т-звено; $д$ — Π -звено; $е$ — многосвязный четырехполюсник Т-типа; $ж$ — многосвязный четырехполюсник Π -типа.

величиной, все элементы фильтра должны представлять собой реактивные сопротивления. Для того чтобы отношение \dot{Z}_b/\dot{Z}_a было отрицательным, элементы \dot{Z}_a и \dot{Z}_b должны быть реактивностями разного характера.

Так как сопротивления элементов Z_a и Z_b зависят от частоты, то для каждого конкретного варианта лестничной цепи неравенство

(96) позволяет определить ширину полосы прозрачности (где $b=0$) и пределы изменения фазовой постоянной.

Для сокращения выкладок рассматривается упрощенное выражение

$$\operatorname{ch} g = \frac{1}{\sqrt{1 - \operatorname{th}^2 g}} = 1 + \frac{\dot{Z}_a}{2\dot{Z}_b}, \quad (97)$$

а также известное равенство

$$\operatorname{ch}(b + ja) = \operatorname{ch} b \cos a + j \operatorname{sh} b \sin a. \quad (98)$$

Итак, рассматривается полоса прозрачности, где

$$\begin{aligned} b &= 0; \\ \operatorname{ch} b &\rightarrow 1; \\ \operatorname{sh} b &\rightarrow 0 \end{aligned} \quad (99)$$

и, следовательно,

$$\cos a = 1 + \frac{\dot{Z}_a}{2\dot{Z}_b}. \quad (100)$$

Отсюда, учитывая, что по условиям работы фильтра отношение \dot{Z}_a/\dot{Z}_b имеет отрицательный знак, и используя тригонометрическое преобразование, имеем:

$$\frac{\dot{Z}_a}{2\dot{Z}_b} = 1 - \cos a = 2 \sin^2 \frac{a}{2}, \quad (101)$$

что позволяет написать выражения для определения фазовой постоянной фильтра в пределах полосы прозрачности. Они имеют вид:

$$\sin \frac{a}{2} = \pm \sqrt{\frac{\dot{Z}_a}{4\dot{Z}_b}} \quad (102)$$

и

$$a = \pm 2 \operatorname{arcsin} \sqrt{\frac{\dot{Z}_a}{4\dot{Z}_b}}. \quad (103)$$

Принимая в соответствии с (96), что величина отношения $\dot{Z}_a/4\dot{Z}_b$ в границах полосы прозрачности изменяется от 1 до 0, и подставляя эти значения в (103), нетрудно найти пределы изменения фазовой постоянной в полосе:

$$\text{при } \frac{\dot{Z}_a}{4\dot{Z}_b} = 0 \quad a = 0; \quad (104)$$

$$\text{при } \frac{\dot{Z}_a}{4\dot{Z}_b} = 1 \quad a = \pi.$$

Фазовая постоянная вне пределов полосы прозрачности определяется на основе использования равенства

$$\operatorname{ch} g - 1 = 2 \operatorname{sh}^2 \left(\frac{g}{2} \right), \quad (105)$$

откуда, учитывая (97), имеем:

$$\operatorname{sh} \left(\frac{g}{2} \right) = \sqrt{\frac{\dot{Z}_a}{4\dot{Z}_b}} = \operatorname{sh} \frac{b}{2} \cos \frac{a}{2} + j \operatorname{ch} \frac{b}{2} \sin \frac{a}{2}. \quad (106)$$

Так как отношение $\dot{Z}_a/4\dot{Z}_b$ по условию всегда отрицательно, то

$$\operatorname{sh} \left(\frac{g}{2} \right) = j \sqrt{\frac{\dot{Z}_a}{4\dot{Z}_b}}. \quad (107)$$

Отсюда, поскольку первое слагаемое в разложении (106) является действительным числом, могут быть написаны следующие равенства:

$$\begin{aligned} \operatorname{sh} \frac{b}{2} \cos \frac{a}{2} &= 0; \\ \operatorname{ch} \frac{b}{2} \sin \frac{a}{2} &= \sqrt{\frac{\dot{Z}_a}{4\dot{Z}_b}}. \end{aligned} \quad (108)$$

Так как вне полосы прозрачности $b \neq 0$ и, следовательно, $\operatorname{sh} \frac{b}{2} \neq 0$, то

$$\cos \frac{a}{2} = 0 \quad (109)$$

и

$$a = \pi.$$

Таким образом, на основании соотношений (104) и (109) можно сделать выводы, относящиеся к любой разновидности электрического фильтра, а именно: в пределах полосы прозрачности фазовая постоянная однозвенного фильтра изменяется от 0 до π , а вне полосы прозрачности фазовая постоянная имеет неизменную величину, равную π .

13. Фазовые характеристики электрических фильтров

Используя полученные выше выражения (102) и (103) и подставляя в них найденные аналитически значения \dot{Z}_a и \dot{Z}_b — сопротивлений реактивных элементов, образующих электрический фильтр, можно вывести соотношения, при помощи которых определяется характер из-

менения фазовой постоянной конкретных разновидностей фильтров в полосе прозрачности, т. е. фазочастотные характеристики.

В радиотехнике известно четыре типа фильтра, которые различаются расположением полос прозрачности и непрозрачности в интервале частот: фильтр нижних частот, под которым понимается устройство с полосой прозрачности, простирающейся от $\omega=0$ до $\omega=\omega_r$; фильтр верхних частот, под которым понимается устройство

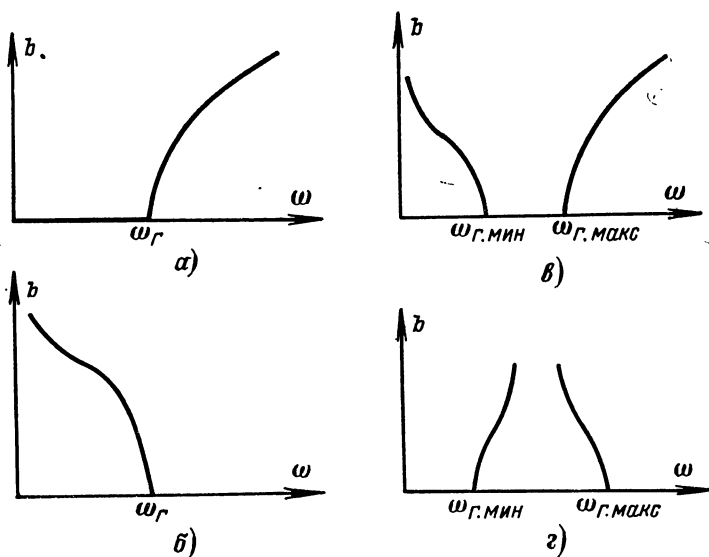


Рис. 28. Частотные характеристики фильтров.

а — фильтра нижних частот; *б* — фильтра верхних частот; *в* — полосового фильтра; *г* — заграждающего фильтра.

с полосой прозрачности, простирающейся от частоты $\omega=\omega_r$ до $\omega=\infty$; полосовой фильтр, под которым понимается устройство с полосой прозрачности, заключенной между частотами $\omega=\omega_{r.мин}$ и $\omega=\omega_{r.макс}$; заградительный фильтр, под которым понимается устройство с полосой непрозрачности, заключенной между частотами $\omega=\omega_{r.мин}$ и $\omega=\omega_{r.макс}$.

Для иллюстрации сформулированных определений на рис. 28 приведены графики зависимости постоянной затухания от частоты $b=\psi(\omega)$ всех упомянутых выше разновидностей электрических фильтров.

Ниже рассматриваются конкретные схемы электрических фильтров и выводятся выражения, при помощи которых описываются их фазовые характеристики.

Фильтр нижних частот. Схема фильтра нижних частот изображена на рис. 29. Как видно, здесь в качестве последовательного плеча использована катушка индуктивности, а в качестве параллельного плеча — конденсатор, т. е.

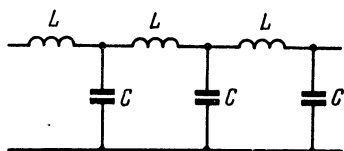


Рис. 29 Фильтр нижних частот.

$$\dot{Z}_a = j\omega L \quad (110)$$

и

$$\dot{Z}_b = \frac{1}{j\omega C}.$$

Подставляя значения \dot{Z}_a и \dot{Z}_b в формулу (103), нетрудно найти выражение для фазовой постоянной однозвенного фильтра нижних частот:

$$a = \pm 2 \arcsin \sqrt{\omega^2 / \omega_r^2} \quad (111)$$

или

$$\sin \frac{a}{2} = \omega / \omega_r, \quad (112)$$

где

$$\omega_r = \frac{2}{\sqrt{LC}} \text{ — границная частота полосы прозрачности.}$$

На рис. 30 приведен график зависимости фазовой постоянной фильтра от частоты $a = \psi(\omega)$, построенный в соответствии с выражением (111).

Фильтр верхних частот. Схема фильтра верхних частот изображена на рис. 31. Здесь в качестве последовательного плеча использован конденсатор, а в качестве параллельного плеча — катушка индуктивности, т. е.

$$\dot{Z}_a = \frac{1}{j\omega C} \quad (113)$$

и

$$\dot{Z}_b = j\omega L.$$

Отсюда для однозвенного фильтра верхних частот имеем:

$$\sin \frac{a}{2} = \omega_r / \omega \quad (114)$$

или

$$\alpha = \pm 2 \arcsin \sqrt{\omega_r^2 / \omega^2}, \quad (115)$$

где $\omega_r = \frac{1}{2\sqrt{LC}}$ — граничная частота полосы прозрачности.

График зависимости фазовой постоянной фильтра от частоты $\alpha = \psi(\omega)$, построенный в соответствии с выражением (115), изображен на рис. 32.

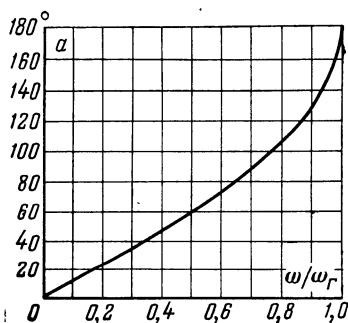


Рис. 30. Зависимость фазовой постоянной ФНЧ от частоты.

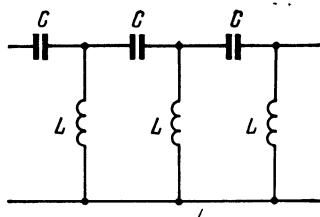


Рис. 31. Фильтр верхних частот.

Полосовой фильтр. Схема полосового фильтра изображена на рис. 33. Здесь в качестве последовательного плеча использован последовательный колебательный контур, а в качестве параллельного плеча — параллельный колебательный контур, т. е.

$$\dot{Z}_a = j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1} = \frac{1}{j\omega C_1} (1 - \omega^2 L_1 C_1)$$

и

$$\dot{Z}_b = \frac{1}{j\omega C_2 + 1/j\omega L_2} = j\omega L_2 \frac{1}{1 - \omega^2 L_2 C_2}. \quad (116)$$

Отсюда для однозвенного полосового фильтра может быть получено следующее выражение:

$$\sin \frac{\alpha}{2} = \mp \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{2\omega\omega_0 \sqrt{m}} \quad (117)$$

или

$$\alpha = \mp 2 \arcsin \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{2\omega\omega_0 \sqrt{m}}, \quad (118)$$

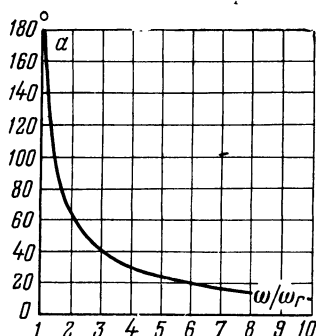


Рис. 32. Зависимость фазовой постоянной ФВЧ от частоты.

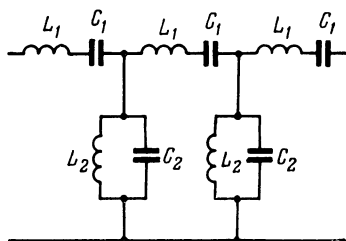


Рис. 33. Полосовой фильтр.

где $\omega_0 = \frac{1}{L_1 C_1} = \frac{1}{L_2 C_2}$ — резонансная частота последовательного и параллельного контуров; $m = \frac{L_2}{L_1} = \frac{C_1}{C_2}$.

Построенный в соответствии с выражением (118) график зависимости $\alpha = \psi(\omega)$ представлен на рис. 34. Как видно, на частоте ω_0 фазовый сдвиг равен нулю, т. е. $\alpha = 0$.

Заграждающий фильтр. Заграждающий фильтр, каноническая схема которого изображена на рис. 35, как передаточная цепь интереса не представляет. Очевидно, что в полосе непрозрачности фазовый сдвиг постоянен и равен π , а в полосах прозрачности определяется обычным образом.

График зависимости фазовой постоянной от частоты представлен на рис. 36.

Рассматривая приведенные выше схемы разновидностей электрических фильтров, можно видеть их общую особенность, заключающуюся в том, что последовательные и параллельные плечи звеньев являются взаимно-обратными, т. е. произведение сопротивлений последовательного и параллельного плеча имеет постоянную величину

$$\dot{Z}_a \dot{Z}_b = R^2, \quad (119)$$

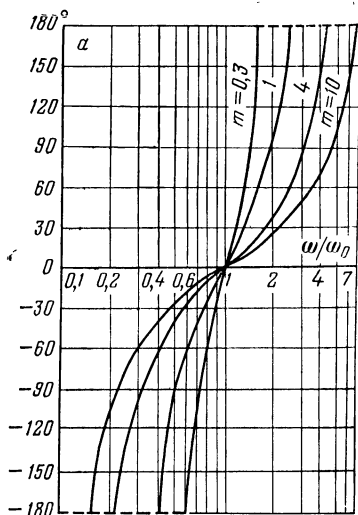


Рис. 34. Зависимость фазовой постоянной полосового фильтра от частоты.

где R — характеристическое сопротивление звена.

Все рассмотренные выше разновидности фильтров обладают рядом общих свойств и объединяются под названием фильтров типа К.

Фильтры типа М. В радиотехнике значительное распространение получили электрические фильтры, построенные так, что реактивные сопротивления в последовательном и параллельном плечах оказы-

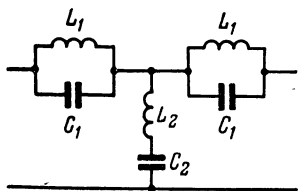


Рис. 35. Заграждающий фильтр.

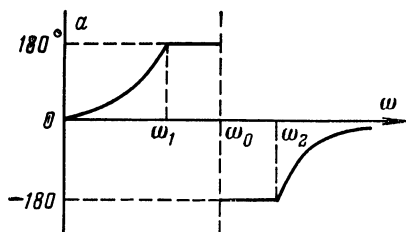


Рис. 36. Зависимость фазовой постоянной заграждающего фильтра от частоты.

ваются перераспределенными (по сравнению с фильтрами типа К). Такие модификации, простейшие из которых являются фильтрами нижних частот (их схемы изображены на рис. 37), известны под названием фильтров типа М и дают возможность существенно улучшить показатели звеньев. В частности, обеспечивается лучшее

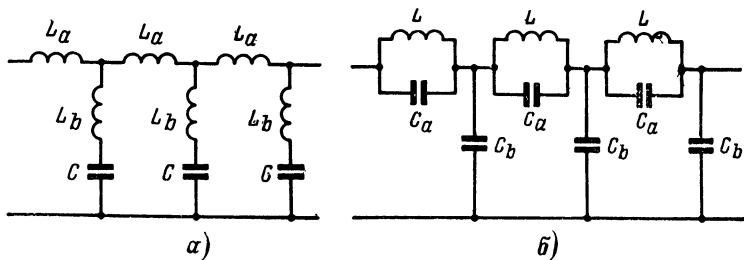


Рис. 37. Простейшие модификации фильтров типа М.

a — перераспределение индуктивности; b — перераспределение емкости.

согласование с нагрузкой, причем в более широкой полосе частот, и увеличивается скорость нарастания характеристики затухания вблизи граничной частоты.

Определение фазовой постоянной фильтров типа М производится обычным способом в соответствии с выражениями (102) и (103). Так, для звена, схема которого изображена на рис. 37, нетрудно

написать следующие соотношения:

$$\dot{Z}_a = j\omega ML$$

и

$$\dot{Z}_b = j\omega \frac{1 - M^2}{4M} L + \frac{1}{j\omega MC}, \quad (120)$$

на основании которых выражение для определения фазовой постоянной может быть получено в виде

$$a = 2\arcsin \frac{M\omega/\omega_r}{\sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_r^2} (1 - M^2)}}. \quad (121)$$

Как видно, при $M=1$ выражение (121) приводится к выражению (111), описывающему фазовую постоянную фильтра нижних частот типа К.

14. Искусственная линия задержки; вывод основных соотношений

К числу устройств временной задержки, применяемых в современной радиоэлектронике, относятся длинные линии с распределенными параметрами, ультразвуковые линии и другие системы, обладающие отрицательным наклоном фазовой характеристики. Среди них наибольшее распространение получили электромагнитные или искусственные линии задержки, обычно выполняемые на основе многозвенных фильтров нижних частот. Соответственно этому эффект временной задержки сигнала, поступающего на вход фильтра, обусловлен конечной крутизной фазовой характеристики фильтра $a = \psi(\omega)$. Исследование указанной функциональной зависимости дает возможность найти в аналитической форме как время задержки — основной параметр искусственной линии, так и характер его изменения в интервале частот.

Как известно, постоянная передачи фильтра нижних частот в полосе его прозрачности (при $b=0$) является чисто мнимой величиной, равной фазовой постоянной:

$$g = a = \arccos(1 - 2\omega^2/\omega_r^2). \quad (122)$$

Величина временной задержки, создаваемой в однозвенном фильтре, определяется как время дифференциального фазового запаздывания, т. е. как производная

фазочастотной характеристики, и равна:

$$t_3 = -\frac{da}{d\omega} = -\frac{-4\omega/\omega_r^2}{\sqrt{1 - (1 - 2\omega^2/\omega_r^2)^2}} = \frac{2}{\omega_r \sqrt{1 - \omega^2/\omega_r^2}}. \quad (123)$$

Нетрудно показать, что при $\omega=0$ время запаздывания сигнала в звене равно:

$$t_{30} = \frac{2}{\omega_r} = \sqrt{LC}. \quad (124)$$

Как видно, оно не зависит от частоты и определяется исключительно параметрами элементов звена. На основе соотношений (123) и (124) может быть составлено весьма удобное при аналитическом исследовании свойств искусственной линии выражение для нормированного времени задержки звена; оно записывается как

$$\frac{t_3}{t_{30}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \omega^2/\omega_r^2}}. \quad (125)$$

Ввиду того, что фазочастотная характеристика фильтра является нелинейной в пределах полосы прозрачности, то ее производная, т. е.

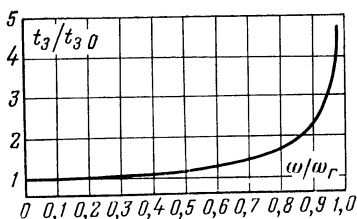


Рис. 38. Зависимость времени задержки звена от частоты.

ее производная, т. е. время дифференциального фазового запаздывания, также не может считаться постоянной и зависит от частоты. Сказанное иллюстрируется на рис. 38, где представлена построенная в соответствии с выражением (125) нормированная кривая зависимости времени задержки звена от частоты $t_3/t_{30} =$

$=\psi(\omega/\omega_r)$. При необходимости анализа искусственной линии, состоящей из нескольких звеньев, следует принять во внимание соотношения, определяющие постоянную передачу многозвенного фильтра. В соответствии с этими соотношениями время задержки многозвенной линии равно:

$$T_3 = \sum_{i=1}^n t_{3i}, \quad (126)$$

где n — число звеньев, или при условии абсолютной идентичности звеньев

$$T_3 = nt_3. \quad (127)$$

Из приведенного на рис. 38 графика нетрудно видеть основной недостаток линии задержки, выполненной с использованием звеньев типа К. Это — существенная зависимость времени запаздывания от частоты. Но для неискаженной передачи сигнала (обычно имеющего сложную структуру) через линию необходимо, чтобы все его спектральные составляющие были задержаны на одинаковое время. Указанное же свойство линии дает возможность использовать лишь ту часть ее полосы прозрачности, в которой время запаздывания с достаточной степенью точности полагается имеющим постоянную величину. Это означает, что приходится соблюдать определенное соответствие между шириной спектра сигнала $\Delta\omega_{\text{сигн}}$ и шириной полосы прозрачности ω_r , а именно

$$\Delta\omega_{\text{сигн}} \leq \delta\omega_r, \quad (128)$$

где δ — коэффициент использования полосы прозрачности фильтра; его величина обычно выбирается равной 0,5—0,7.

На основании этого неравенства выражения (123) и (124), используемые для определения временной задержки звена искусственной линии, могут быть переписаны в следующем виде:

$$t_3 = \frac{2\delta}{\Delta\omega_{\text{сигн}} \sqrt{1 - \omega^2/\omega_r^2}} \quad (129)$$

и

$$t_{30} = \frac{2\delta}{\Delta\omega_{\text{сигн}}}. \quad (130)$$

Отсюда следует очевидный вывод: чем больше ширина спектра сигнала, тем широкополоснее должна быть линия задержки и тем меньше ее время запаздывания t_3 .

При необходимости обеспечения значительной временной задержки сигнала обычно используется многозвенная линия, число звеньев которой (n) определяется из простого соотношения

$$n = \frac{T_{30}}{t_{30}} = \frac{T_{30}}{2} \delta\omega_r, \quad (131)$$

где T_{30} — требуемое время задержки сигнала на нулевой частоте.

С точки зрения достижения требуемой формы частотной зависимости времени задержки более приемлемыми являются искусственные линии, выполненные с использованием звеньев типа М. Известно, что фазовые характеристики таких звеньев обладают большей, нежели характеристики звеньев типа К, крутизной и это дает возможность увеличить — при прочих равных условиях — время задержки в одном звене. Его величина определяется выражением

$$t_3 = \frac{2M}{\omega_r} \frac{1}{\sqrt{1 - \omega^2/\omega_r^2} [1 - \omega^2/\omega_r^2 (1 - M^2)]}. \quad (132)$$

Время задержки звена при $\omega=0$ равно:

$$t_{30} = 2M/\omega_r. \quad (133)$$

На основании выражений (132) и (133) на рис. 39 построено семейство нормированных кривых зависимости $t_3/t_{30} = \psi(\omega/\omega_r, M)$.

Из формул (132) и (133) и представленных графиков следует, что при $M=1,25$ обеспечивается наибольшая степень постоянства времени задержки в пределах полосы прозрачности и время задержки в одном звене большее, чем в звене типа К.

Временная задержка колебаний высокой частоты обеспечивается с помощью звеньев полосового фильтра. Для этой цели целесообразно применять схемы трехэлементных полосовых фильтров типа М, известных под названием «фильтров с двумя коэффициентами» [Л. 3].

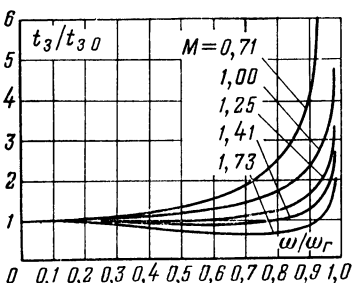


Рис. 39. Семейство кривых зависимости времени задержки от частоты.

Время запаздывания сигнала при прохождении через одно звено полосового фильтра определяется выражением

$$t_3 = \frac{2\omega k}{\omega_1^2 \sqrt{(\omega^2/\omega_1^2 - 1) (1 - \omega^2/\omega_2^2)}}, \quad (134)$$

где ω_1 и ω_2 — граничные частоты полосового фильтра; $k = \omega_1/\omega_2$ — коэффициент перекрытия фильтра, определяющий относительную ширину полосы прозрачности.

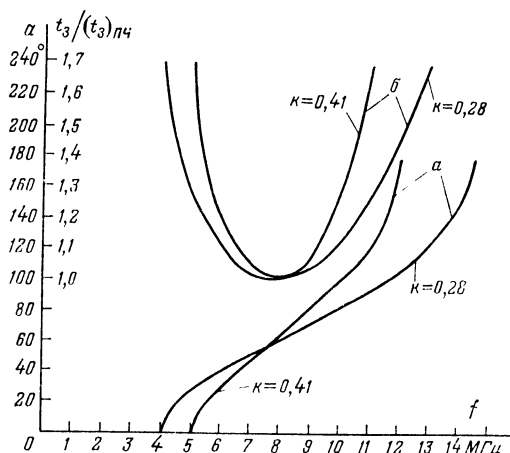


Рис. 40. Фазовые (а) и частотно-временные (б) характеристики трехэлементного полосового фильтра.

Если принять, что $\omega_0 = \sqrt{\omega_1 \omega_2}$, то для частоты $\omega = \omega_0$ выражение (134) можно представить в виде

$$t_{30} = \frac{2k}{\omega_1(1-k)}. \quad (135)$$

На рис. 40 приведены фазовые и частотно-временные характеристики трехэлементного полосового фильтра $t_3/(t_3)_{п.ч.}$, отнесенные ко времени запаздывания сигнала на центральной частоте полосы прозрачности. Как видно из графиков, постоянство времени задержки линии в более широкой полосе частот сохраняется при меньших значениях коэффициента перекрытия k .

Следует заметить, что выбор величины коэффициента перекрытия k зависит как от необходимой ширины полосы прозрачности, так и от величины допустимого изменения времени задержки в полосе частот. Преимуществом рассмотренных вариантов полосового фильтра (рис. 41) является то, что граничные частоты могут быть выбраны независимо, характеристическое сопротивление в полосе прозрачности имеет большее постоянство и фильтры содержат наименьшее число элементов по сравнению с другими разновидностями фильтров.

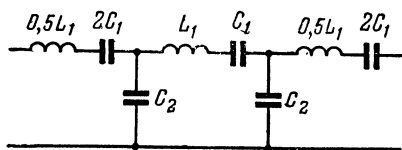


Рис. 41. Схема трехэлементного полосового фильтра.

15. Фазовые искажения в линиях задержки

Для того чтобы составить представление о фазовых искажениях сигнала при прохождении его через линию задержки, необходимо оценить нелинейность фазочастотной характеристики линии.

При этом амплитудно-частотная характеристика линии предполагается равномерной:

$$|B(\omega)| = K_{\pi} = \text{const}, \quad (136)$$

где K_{π} — коэффициент передачи линии.

Напряжение сигнала $u(t)$, снимаемое с выхода линии задержки, определяется выражением

$$u(t) = K_{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} b(\omega) \cos[\omega(t_s - t) - a(\omega)] d\omega \quad (137)$$

или

$$u(t) = K_{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} [b(\omega) \cos a(\omega) \cos \omega(t_s - t) + b(\omega) \sin a(\omega) \sin \omega(t_s - t)] d\omega. \quad (138)$$

Как следует из выражения (138), выходной сигнал будет включать в себя как косинусоидальные, так и синусоидальные составляющие спектра, вызывающие несимметричные фазовые искажения формы сигнала.

Физически асимметрию фазовых искажений можно объяснить явлением дисперсии высокочастотных составляющих спектра сигнала. Оно состоит в том, что высокочастотные составляющие опережают по фазе низкочастотные: с увеличением частоты происходит уменьшение индуктивности, так как токи в соседних витках катушки все больше различаются по фазе на высоких частотах. Это обстоятельство приводит к изменению суммарного магнитного потока, который уменьшает эффективную индуктивность катушки, а следовательно, и время задержки для высокочастотных составляющих спектра. С энергетической точки зрения указанное явление приводит только к смещению части энергии сигнала относительно его начала, так как нелинейность фазовой характеристики не может изменить энергию сигнала в целом; значения энергии сигнала на входе и выходе линии должны быть равны по условию

$$\int_{-\infty}^{+\infty} [K_{\pi} F(t)]^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} [u(t)]^2 dt, \quad (139)$$

где $F(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) d\omega$, $S\omega$ — спектральная плотность.

Для того чтобы оценить, каким образом форма сигнала зависит от нелинейности фазовой характеристики, необходимо знать закон изменения последней. В большинстве реальных линий отклонение фазовой характеристики от идеальной имеет либо монотонный, либо колебательный характер (рис. 42). Ниже рассматриваются оба этих случая. Для фазовой характеристики, отклоняющейся монотонно от идеальной кривой, можно записать:

$$a(\omega) = \omega t + \Delta a(\omega) = \omega t + (\tau\omega)^p, \quad (140)$$

где $\tau\omega$ — независимая переменная величина; p — показатель степени, представляющий собой числа натурального ряда, 1, 2, 3 ...

Данный закон изменения фазовой характеристики встречается при изготовлении линий задержки из звеньев фильтра нижних частот типа М, фильтров нижних частот типа К с неоптимальной индуктивной связью между всеми соседними катушками.

Подставив значение $\Delta a(\omega)$ в формулу (137), получим:

$$u(t) = K_n \int_{-\infty}^{+\infty} b(\omega) \cos [\omega(t_s - t) + (\tau\omega)^p] d\omega. \quad (141)$$

Анализируя выражение (141), можно видеть, что монотонное отклонение фазовой характеристики от идеальной кривой приводит при передаче через линию импульсного сигнала к снижению крутизны переднего фронта, а также к появлению выбросов колебательного характера, уровень которых составляет примерно до 20% от основного сигнала, т. е. имеют место искажения сигнала (рис. 43, а). Поэтому при построении линий задержки, в которых по условиям их работы в составе радиоэлектронной аппаратуры указанные искажения должны быть сведены к минимуму, необходима коррек-

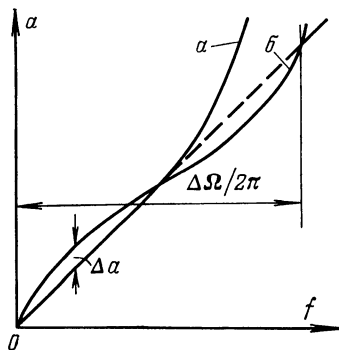


Рис. 42. Отклонение реальной фазовой характеристики от идеальной.

a — монотонный характер отклонения; $б$ — колебательный характер отклонения.

ция фазовых искажений. Однако известные методы коррекции не обеспечивают полного устранения искажений и дают возможность лишь приближаться в той или иной степени к идеальным характеристикам. Как правило, приближение реальных характеристик цепи к идеальным получается с отклонениями по обе стороны от прямой линии в заданных пределах.

Для фазовой характеристики, отклонения которой от идеальной кривой имеют колебательный характер, можно записать:

$$a(\omega) = \omega t + \Delta a(\omega) = \omega t + \Delta a \sin \frac{2\pi}{\Delta \Omega} \omega, \quad (142)$$

где Δa — амплитуда колебаний отклонения фазовых характеристик от прямой линии; $\Delta \Omega$ — период колебания отклонения фазовой характеристики.

Подставляя значение $\Delta a(\omega)$ в формулу (138), получаем:

$$u(t) = K_{\Pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[b(\omega) \cos \omega(t_3 - t) \cos \left(\Delta a \sin \frac{2\pi}{\Delta \Omega} \omega \right) + \right. \\ \left. + b(\omega) \sin \omega(t_3 - t) \sin \left(\Delta a \sin \frac{2\pi}{\Delta \Omega} \omega \right) \right] d\omega. \quad (143)$$

Полагая отклонения от прямой линии незначительными ($\Delta a \ll 1$), считаем в связи с этим $\cos \left(\Delta a \sin \frac{2\pi}{\Delta \Omega} \omega \right) \approx 1$.

Разложив $\sin \left(\Delta a \sin \frac{2\pi}{\Delta \Omega} \omega \right)$ в тригонометрический ряд

$$\sin x = x - \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} - \dots$$

и отбросив члены высшего порядка, можно принять:

$$\sin \left(\Delta a \sin \frac{2\pi}{\Delta \Omega} \omega \right) \approx \Delta a \sin \frac{2\pi}{\Delta \Omega} \omega.$$

Тогда выражение (143) переписывается в виде

$$u(t) = K_{\Pi} \int_{-\infty}^{+\infty} b(\omega) \cos \omega(t_3 - t) d\omega + \\ + \Delta a K_{\Pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \sin \omega(t_3 - t) \sin \left(\frac{2\pi}{\Delta \Omega} \omega \right) d\omega$$

и окончательно

$$\begin{aligned}
 u(t) = & K_{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} b(\omega) \cos \omega(t_3 - t) d\omega - \frac{\Delta a K_{\pi}}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} b(\omega) \times \\
 & \times \cos \left[\omega(t_3 - t) + \frac{2\pi}{\Delta \Omega} \omega \right] d\omega + \frac{\Delta a K_{\pi}}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} b(\omega) \times \\
 & \times \cos \left[\omega(t_3 - t) - \frac{2\pi}{\Delta \Omega} \omega \right] d\omega.
 \end{aligned} \tag{144}$$

Анализируя выражение (144), нетрудно видеть, что выходной сигнал линии содержит три компонента: первый определяет основной неискаженный сигнал, задержанный на время t_3 ; второй и третий компоненты определяют дополнительные сигналы, уменьшенные по амплитуде в $\Delta a K_{\pi}/2$ раз и сдвинутые по обе стороны от основного сигнала на время $\tau_1 = 2\pi/\Delta \Omega$. Дополнительные сигналы, возникающие при синусоидальных отклонениях, будут незначительно искажать основной сигнал. Это имеет место, если период колебания фазы $\Delta \Omega$ невелик, так как дополнительные сигналы не будут накладываться на основной. Между тем дополнительные сигналы, появляющиеся до основного сигнала, могут создавать помехи и привести к ложным срабатываниям оконечного устройства, если амплитуда этих сигналов будет достаточно велика. Таким образом, малые фазовые искажения имеют существенное значение и определяют необходимую точность корректирования.

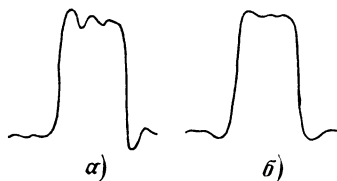


Рис. 43. Искажения сигнала на выходе передаточной цепи.

а — при монотонном отклонении реальной фазовой характеристики от идеальной; б — при колебательном отклонении реальной фазовой характеристики от идеальной.

16. Способы фазовой коррекции в линиях задержки

Разнообразные схемные решения, при помощи которых осуществляется коррекция фазовых искажений в линиях задержки, имеют своей конечной целью сохранение постоянства группового времени запаздывания в полосе

прозрачности, т. е.

$$t_3 = \frac{da}{d\omega|_{0 < \omega < \omega_r}} = \text{const.} \quad (145)$$

Простейшим способом коррекции (или линеаризации) фазовой характеристики фильтра нижних частот является применение в последнем звеньев типа М, обеспечивающих линейность фазовой характеристики в области частот, более протяженной, чем при использовании звеньев типа К, — примерно до $\omega \approx 0,6\omega_r$. Однако в ряде случаев (например, при передаче через линию весьма широкополосных сигналов) это оказывается недостаточным и вынуждает производить фазовую коррекцию в более широком интервале частот — практически во всей полосе прозрачности.

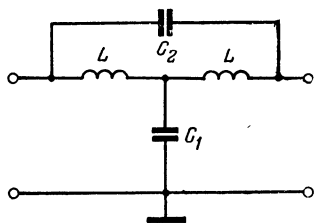


Рис. 44. Электрическая схема Т-мостового звена фильтра нижних частот.

ски во всей полосе прозрачности.

В связи с этим фильтры (линии задержки) приходится строить по более сложным схемам: с использованием емкостного или индуктивного способов коррекции фазовой характеристики. Некоторые схемы скорректированных таким образом фильтров рассмотрены ниже.

При емкостной коррекции фазовых характеристик находят применение мостиковые фильтры нижних частот, схемы которых показаны на рис. 44 и 45. Преимуществом линий задержки, выполненных с применением мостиковых фильтров, является то, что фазовая характеристика линейна в значительно более широкой полосе частот, нежели фазовая характеристика фильтров типа К или М. Это обеспечивается, если

$$\text{th } \frac{g}{2} = j \text{tg } \frac{\omega}{4\alpha} \quad \text{при } \omega < \omega_r, \quad (146)$$

где α — постоянная, определяющая крутизну фазовой характеристики.

Фазовая характеристика звена мостикового фильтра, схема которого изображена на рис. 44, определяется вы-

ражением

$$a(\omega) = -2 \operatorname{arctg} \sqrt{m} \frac{\omega/\omega_r}{1 - \omega^2/\omega_r^2}, \quad (147)$$

где $m = C_1/C_2$.

Отсюда, пользуясь известными преобразованиями, нетрудно найти время дифференциального фазового запаздывания, характеризующее время задержки звена:

$$t_{30} = \frac{2\sqrt{m}}{\omega_r} \frac{1 + \omega^2/\omega_r^2}{(1 - \omega^2/\omega_r^2) - m\omega^2/\omega_r^2}. \quad (148)$$

Необходимо, кроме того, отметить, что введение в состав мостикового фильтра корректирующего конденсатора C_2 позволяет снизить общее число звеньев до 25% по сравнению с линией задержки, составленной из

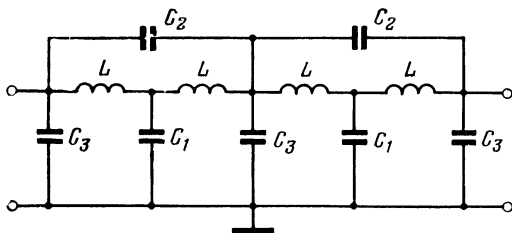


Рис. 45. Электрическая схема мостового фильтра нижних частот.

звеньев типа M , при одинаковом времени запаздывания.

Другой вариант схемы фильтра нижних частот с корректирующими конденсаторами C_2 , представленный на рис. 45, обеспечивает линейность фазовой характеристики (а следовательно, и постоянство времени задержки) в интервале частот до $0,8\omega_r$. Следует заметить, что наличие корректирующих конденсаторов C_2 в составе этой разновидности фильтра обуславливает появление в частотной характеристике затухания полосы непрозрачности между двумя полосами прозрачности $0-\omega_1$ и $\omega_2-\omega_3$. По этой причине в кривой зависимости времени задержки от частоты возникает разрыв, что приводит к нежелательным искажениям передаваемого сигнала. Тем не менее при соответствующем выборе емкости корректирующих конденсаторов полоса непро-

зрачности между частотами ω_1 и ω_2 может быть устранена. Для этого необходимо, чтобы емкости конденсаторов фильтра были связаны равенством $C_2 = (C_1 - C_3)/4$; тогда $\omega_1 = \omega_2$ и $\omega_3 = \omega_r$.

В результате введения в состав фильтра корректирующих элементов характеристики времени задержки и затухания являются монотонными и не имеют разрыва вплоть до граничной частоты ω_r . На рис. 46 представлена кривая зависимости $t_3/t_{30} = \psi(\omega/\omega_r)$ для рассматриваемой разновидности фильтра. Сравнивая ее с семейством нормированных кривых зависимости $t_3/t_{30} = \psi(\omega/\omega_r, M)$, приведенных на рис. 39, нетрудно заметить, что фильтр нижних частот с корректирующим конденсатором характеризуется более высоким постоянством времени задержки в полосе частот и, следовательно, сигнал на его выходе имеет меньшие фазовые искажения.

Для устранения переходных колебаний, появляющихся на вершине импульса, необходимо включать несколько

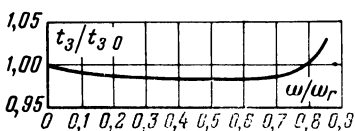


Рис. 46. Нормированная кривая зависимости времени задержки от частоты для мостового звена фильтра нижних частот.

звеньев с частотой среза, равной $0,8\omega_r$. Эта дополнительная мера незначительно изменяет форму фазовой характеристики, но заметно смещает кривую зависимости затухания от частоты в сторону нижних частот, снижая тем самым возможность появления колебательного процесса.

Вместе с тем звенья с емкостной коррекцией фазовых искажений содержат большое число элементов и по этой причине весьма неудобны при необходимости изготовления малогабаритных и миниатюрных линий задержки. Линиям задержки, выполненным на основе звеньев типа М, также присущ недостаток — увеличение габаритов изделия, что вызвано необходимостью исключения магнитной связи между соседними звеньями. В этом отношении оказались наиболее удобными, а потому и нашли более широкое распространение линии задержки с квазираспределенными параметрами. Отличительной чертой таких линий является то, что они составлены из звеньев типа К, а между всеми соседними катушками индуктивности имеется индуктивная связь.

В рассматриваемой разновидности линии задержки, схема которой показана на рис. 47, индуктивная коррекция фазовых искажений осуществляется путем подбора необходимой величины коэффициента взаимоиנדукции и

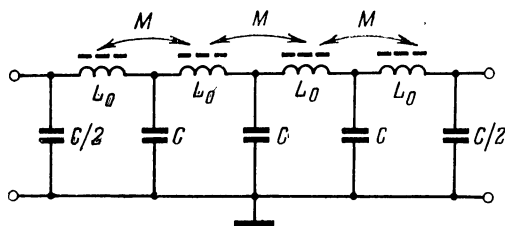


Рис. 47. Электрическая схема звена фильтра нижних частот типа К с квазираспределенными параметрами.

его знака между соседними катушками в зависимости от диаметра и магнитной проницаемости сердечника. Это обеспечивает постоянное значение эффективной индуктивности в широком диапазоне частот, обуславливая этим подъем частотно-временной характеристики в области высоких частот.

Для того чтобы обеспечить наибольшую степень линейности фазовой характеристики фильтра, необходимо при ее реализации подобрать (это обычно делается эмпирическим путем) оптимальное расстояние $\Delta_{\text{опт}}$ между соседними катушками, которые помещены в основание микролинии, выполненное в виде «гребенки» (рис. 48). Целесообразно также применить магнитные экраны из корректирующих ферритовых сердечников (μ_2, d_2), при помощи которых достигается дополнительное улучшение формы передаваемого через линию сигнала. При этом катушки индуктивности находятся в одной плоскости и параллельны друг другу. Следует отметить, что магнитная проницаемость ферритовых сердечников основных катушек индуктивности μ_1 может быть меньше проницаемости корректирующих ферритовых сердечников μ_2 , располагаемых между основными катушками индуктивности, т. е. $\mu_1 < \mu_2$ и $d_1 > d_2$. Указанная мера дает возможность сохранить более широкую

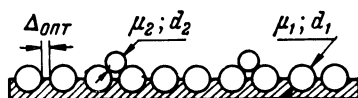


Рис. 48. Расположение катушек индуктивности и корректирующих ферритов в квазираспределенных линиях задержки.

полосу пропускания линии и обеспечивает минимальные фазовые искажения и габариты изделия. В этом случае время запаздывания на звено определяется выражением

$$t_3 = \frac{\sqrt{qL_0C}}{0,9} \quad (149)$$

где q — коэффициент, учитывающий увеличение индуктивности L_0 после установки ее в конструкцию микро-

Таблица 2

Тип линии задержки	Марка феррита основных сердечников μ_1	Диаметр основных сердечников d_1 , мм	Марка феррита корректирующих сердечников μ_2	Диаметр корректирующих сердечников d_2 , мм	$\Delta_{\text{опт}}$, мм	q
ЛЗ	600НН	2,75	—	—	5,4	1,14
ЛЗМ	600НН	1,8	—	—	1,5	1,3
МЛЗ	600НН	1,2	600НН	0,8	1,1	1,3
МСЛЗ	100НН	1,2	600НН	0,8	0,3	1,25

линии и зависящий от диаметра и магнитной проницаемости сердечника катушки индуктивности; L_0 — индуктивность катушки до монтажа ее в конструкцию микролинии.

В табл. 2 приведены значения величин $\Delta_{\text{опт}}$ и q для отечественных линий задержки, использующих индуктивный способ коррекции фазовой характеристики.



Рис. 49. Осциллограммы импульсов длительностью 1 мкс после прохождения через линию на время задержки 5 и 10 мкс: сверху для линии СЛЗ-2, внизу для линии ЛЗМ-0,5-1200.

На рис. 49 представлены осциллограммы импульсов длительностью 1 мкс после прохождения через линию задержки типа СЛЗ-2, выполненную из звеньев типа М ($M=1,25$), и линию задержки с квазираспределенными параметрами типа ЛМЗ на время запаздывания 5 и 10 мкс. Фазовые характеристики указанных линий изображены на рис. 42. Из анализа приведенных осцилло-

грамм и кривых следует, что при передаче сигнала через линии с большим временем запаздывания фазовые искажения становятся определяющим фактором. В этих случаях линейность фазовой характеристики является необходимым условием неискаженной передачи сигналов, что особенно важно при создании широкополосных усилительных устройств.

17. Применение линий задержки в усилительных устройствах

В ряде случаев электромагнитные линии задержки, будучи примененными для целей создания фазового запаздывания в тех или иных цепях усилительных устройств, обуславливают специфические свойства последних. Ниже рассмотрено два типа таких устройств.

Одним из них является логарифмический усилитель, построенный по принципу последовательного детектирования и предназначенный для усиления импульсных сигналов, интенсивность которых изменяется в широком динамическом диапазоне. Обобщенная функциональная схема усилителя изображена на рис. 50. Здесь приняты следующие обозначения: УП — обобщенный усилительный прибор, ЦМС — цепь межкаскадной связи, О — ограничитель; Д — детектор.

Усиливаемое высокочастотное колебание детектируется после каждого каскада, обладающего строго определенным уровнем ограничения. Продетектированные видеосигналы поступают в линию задержки и после соответствующего запаздывания суммируются на общем сопротивлении нагрузки R_H .

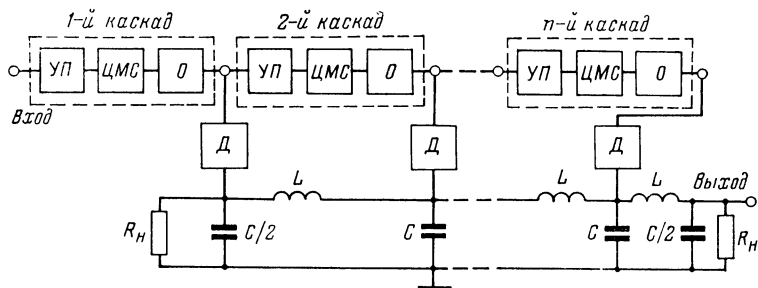


Рис. 50. Обобщенная функциональная схема логарифмического усилителя с непрерывным детектированием сигнала.

Результирующее напряжение видеочастоты на нагрузке изменяется в зависимости от амплитуды входного радиоимпульса примерно по логарифмическому закону. Необходимость введения линии задержки в состав усилителя объясняется следующим. Если время задержки каждого звена линии (t_{zi}) точно равно времени запаздывания сигнала в соответствующем каскаде усилителя ($\tau_{yc i}$), т. е.

$$\tau_{yc i} = t_{z i} = \sqrt{LC}, \quad (150)$$

то тем самым обеспечивается совпадение передних фронтов протектированных видеоимпульсов, выделяющихся на оконечной нагрузке и обусловленных каждым каскадом. Благодаря этому форма результирующего видеоимпульса довольно точно соответствует огибающей входного радиоимпульса. Параметры элементов (L и C) линии могут быть определены на основе знания дифференциального фазового запаздывания в каскаде усилителя

$$\tau(\omega) = -d\varphi(\omega)/d\omega, \quad (151)$$

где $\varphi(\omega)$ — фазовая характеристика избирательного усилительного каскада.

При разработке линий задержки для логарифмического усилителя необходимо обеспечить не только одинаковый средний фазовый сдвиг (время задержки) в каналах усиления высокой частоты и видеочастоты, но также и одинаковую зависимость изменений этого времени от частоты. Это дает возможность правильного сложения всех спектральных составляющих импульса, что нередко оказывается трудной задачей при построении приемно-усилительных трактов, обладающих широкой полосой пропускания.

При необходимости усиления видеомпульсов наносекундной длительности довольно часто применяют усилители с распределенным усилением (или так называемые усилители бегущей волны). Главное, что их характеризует, это — возможность обеспечить достаточно большое усиление в широкой полосе частот порядка 100—200 МГц и более. В усилителях, построенных по обычным схемам, это, очевидно, не может быть достигнуто. Как видно из приведенной на рис. 51

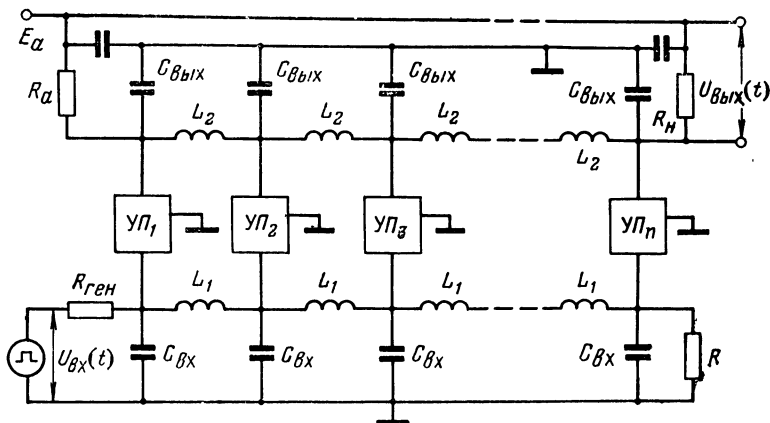


Рис. 51. Обобщенная схема каскада усилителя с распределенным усилением.

обобщенной схемы, каскад выполнен с использованием нескольких усилительных приборов, включенных параллельно по постоянному току. Однако по отношению к источнику входного сигнала и цепи нагрузки усилительные приборы ($УП_1, УП_2, УП_3, \dots, УП_n$) включены через звенья искусственной линии задержки, которые составлены

из катушек индуктивности (L_1 и L_2) и междуэлектродных емкостей усилительных приборов ($C_{вх}$ и $C_{вых}$); при необходимости в состав звеньев линии могут быть дополнительно включены конденсаторы малой емкости. Обе линии, к отводам которых присоединены входные и выходные электроды, во-первых, согласованы, т. е. $R_a = R_n$ и $R_{ген} = R$, благодаря чему в них существует режим бегущей волны; во-вторых, выполнены на основе звеньев, обладающих одинаковым временем задержки:

$$L_1 C_{вх} = L_2 C_{вых}. \quad (152)$$

Нетрудно показать, что при воздействии на вход усилителя видеосигналов малой длительности сигналы на входные электроды 2-го, 3-го, ..., n -го усилительных приборов (УП) поступают с некоторой задержкой, тем большей, чем дальше от входа отстоит усилительный прибор. Приращения потенциалов выходных электродов, равные:

$$\Delta u_{вых}(t) = S_y \frac{R_n}{2} \Delta u_{вх}(t), \quad (153)$$

также распространяются по линии — по направлению к нагрузке, где обеспечивается их синфазное сложение.

Таким образом, величина коэффициента усиления каскада бегущей волны равна:

$$K_u = \frac{n \Delta u_{вых}(t)}{\Delta u_{вх}(t)} = n S_y \frac{R_n}{2}, \quad (154)$$

где n — число усилительных приборов в каскаде.

В многочисленных работах, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию усилителей бегущей волны, показано, что максимальный коэффициент усиления каскада равен 2,7 в широкой полосе частот и реализуется с помощью семи или восьми усилительных приборов.

Глава четвертая

Фазовые характеристики усилительных приборов

18. Фазовый сдвиг, вносимый усилительным прибором

Как отмечалось выше, фазовый сдвиг, который вносится усилительным прибором, обусловлен — с точки зрения происходящих в последнем физических процессов — инерционностью носителей зарядов, движущихся в пространстве между эмиттирующим и коллекторным электродами. Действительно, конечная скорость распространения носителей приводит к тому, что между токами, протекающими в цепях входного $i_{вх}$ и выходного $i_{вых}$

электродов усилительного прибора, появляется более или менее заметный фазовый сдвиг. Это иллюстрируется приведенной на рис. 52 векторной диаграммой токов в усилительном приборе. Сказанное означает, что коэффициент передачи усилительного прибора по току, равный:

$$\dot{K}_i = i_{\text{вых}} / i_{\text{вх}}, \quad (155)$$

является комплексной величиной, т. е.

$$\dot{K}_i = K_i e^{-j\varphi_a}, \quad (156)$$

где φ_a — аргумент комплексного коэффициента передачи, определяемый фазовым сдвигом между токами.

Ясно также, что поскольку инерционность носителей заряда проявляется в изменениях свойств усилительного прибора на разных частотах неодинаково, то приходится говорить о наличии частотной зависимости величины фазового сдвига — $\varphi_a(\omega)$ или же времени дифференциального фазового запаздывания

$$t_z = -d\varphi_a / d\omega. \quad (157)$$

В аналитической форме указанные зависимости могут быть найдены и соответствующим образом оценены путем исследования эквивалентной физической схемы усилительного прибора. Конечным результатом такого исследования являются фазочастотные характеристики, соответствующие различным условиям работы прибора. Под этим необходимо иметь в виду следующее:

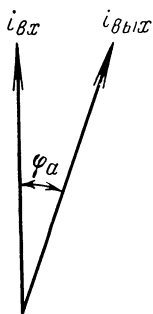


Рис. 52. Векторная диаграмма токов в усилительном приборе.

тип усилительного прибора (электронная лампа, биполярный транзистор, полевой транзистор);

особенности физических процессов, происходящих в приборе, в частности имеется в виду механизм распространения носителей зарядов;

изменение режима работы усилительного прибора по постоянному току;

наличие внешних воздействий (климатических, механических и др.) на усилительный прибор.

При этом общей чертой, присущей всем усилительным приборам, является то, что в некотором более или менее широком диапазоне частот (это зависит

от физических принципов, лежащих в основе действия прибора, его конструкции и режима работы по постоянному току) усилительные свойства остаются практически неизменными, в то время как фазовый сдвиг нарастает с частотой. Это означает, что в указанном диапазоне частот (верхняя граничная частота этого диапазона может быть найдена по допустимой неравномерности какого-либо из параметров прибора, определяющего его усилительные свойства, например крутизны передаточной характеристики) он может считаться эквивалентным неминимально-фазовой цепи. На более высоких частотах, когда изменения усилительных свойств прибора с частотой становятся заметными, прибор все больше приближается по своим показателям к минимально-фазовым цепям.

В последующих разделах сделан вывод соотношений, позволяющих определить величину фазового сдвига, вносимого усилительным прибором.

19. Инерция электронов и ее влияние на свойства приемно-усилительной лампы

В тех случаях, когда усилительное устройство предназначено для усиления колебаний СВЧ-диапазона (от 100 МГц и выше), на работу электронных ламп начинает влиять ряд факторов, которые обусловлены особенностями физических процессов, происходящих в электронных приборах. Одним из этих факторов является конечное время пролета электронов между отдельными электродами лампы. Нетрудно видеть, что на низких частотах время пролета электронов ($\tau_{эл}$) между электродами лампы значительно меньше периода усиливаемого колебания (T_K), т. е.

$$\tau_{эл} \ll T_K, \quad (158)$$

и по этой причине переменное напряжение, подводимое к управляющей сетке, можно считать постоянным в течение промежутка времени $\tau_{эл}$. Однако на высоких частотах время пролета электронов оказывается сравнимым с периодом усиливаемых колебаний, т. е.

$$\tau_{эл} \approx T_K. \quad (159)$$

Это означает, что за время движения электронов в пространстве между электродами переменное напря-

жение, подводимое к управляющей сетке, изменяется; соответственно между токами, протекающими в цепях отдельных электродов, и приложенными к ним напряжениями возникает дополнительный фазовый сдвиг, а проводимости ламп становятся комплексными. Таким образом, можно утверждать, что при соизмеримости времени пролета электронов и периода усиливаемых колебаний параметры лампы изменяются во времени.

Влиянию инерции электронов на работу усилительной лампы посвящено большое число теоретических и экспериментальных исследований, позволивших дать глубокое и исчерпывающее представление о характере происходящих в лампе явлений. Однако последующее изложение ограничивается рассмотрением лишь физической сущности этих явлений и выводом элементарных формул, позволяющих оценить характер изменения тех или иных параметров электронной лампы. Более строгий анализ влияния конечного времени пролета электронов приводит к весьма громоздким математическим соотношениям, пользование которыми в процессе разработки реальных радиотехнических устройств затруднительно.

Для сравнения времени пролета электронов с периодом высокочастотных колебаний обычно пользуются понятием угла пролета Θ , определяемого как часть полного периода колебаний, выраженную в угловых единицах:

$$\Theta = 2\pi \frac{\tau_{эл}}{T_k} = \omega_k \tau_{эл}. \quad (160)$$

Абсолютное значение времени пролета электронов зависит от расстояния между электродами и приложенного к ним напряжения. Так, например, для диода известна следующая приближенная формула:

$$\tau_{эл} \approx 5 \cdot 10^{-8} \frac{r_{эл}}{U_a}, \text{ с}, \quad (161)$$

где $r_{эл}$ — расстояние между анодом и катодом в см; U_a — постоянное напряжение между электродами в В.

Характер явлений, возникающих в электронной лампе при работе последней в диапазоне СВЧ, целесообразно рассмотреть на примере простейшего типа лампы — диода [Л. 9]. На рис. 53 изображена векторная диаграмма напряжений и токов лампового диода, между анодом и катодом которого приложено переменное напряжение высокой частоты ($u_{a.k}$).

Здесь $i_{к.а}$ — вектор конвекционного тока, измеренного в сечении лампы вблизи анода; вследствие инерции электронов он отстает по фазе от напряжения $u_{а.к}$ на угол, обозначаемый через Θ — угол пролета; $i_{нав}$ — мгновенное значение тока, наведенного во внешней цепи и обусловленного движением всех электронов в пространстве между анодом и катодом; оно равно среднему значению конвекционного тока в рассматриваемый момент времени и поэтому фазовый сдвиг его относительно вектора $u_{а.к}$ меньше, т. е. $\varphi < \Theta$; i_c — емкостный ток, протекающий через межэлектродную емкость анод — катод и потому опережающий напряжение $u_{а.к}$ на угол 90° ; i — полный конвекционный ток, измеренный непосредственно у катода и равный току во внешней цепи; нетрудно видеть, что полный ток определяется суммой емкостного и наведенного токов; таким образом, ток, протекающий во внешней цепи диода, сдвинут по фазе на угол ψ относительно приложенного напряжения; i_r и i_x — активная и реактивная составляющие тока, протекающие во внешней цепи.

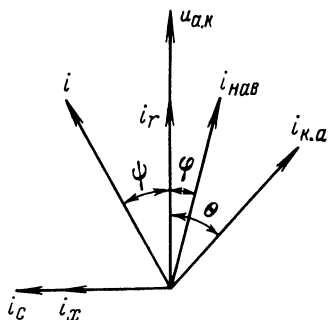


Рис. 53. Векторная диаграмма напряжений и токов вакуумного диода.

Из приведенной векторной диаграммы следует, что комплексное сопротивление диода в диапазоне СВЧ для любых углов пролета определяется простым выражением

$$Z_\tau = R_\tau + jX_\tau, \quad (162)$$

где

$$R_\tau = \frac{12R_i}{\Theta^4} [2(1 - \cos \Theta) - \Theta \sin \Theta]$$

и

$$X_\tau = \frac{1}{\omega C_{а.к}} - \frac{12R_i}{\Theta^4} [\Theta(1 + \cos \Theta) - 2 \sin \Theta];$$

R_i — внутреннее сопротивление диода на низких частотах; $C_{а.к}$ — статическая емкость диода; ω — частота; Θ — угол пролета, рад.

Из написанных соотношений можно видеть, что при увеличении угла пролета активная составляющая сопротивления диода изменяется, принимая попеременно положительные и отрицательные значения; действующая емкость диода также зависит от величины угла пролета.

Полученные результаты могут быть распространены на электронные лампы других типов. Действительно, многоэлектродная лампа обычно рассматривается в виде комбинации нескольких вакуумных промежутков, образованных каждой парой электродов и эквивалентных, следовательно, диоду.

Наибольший интерес с точки зрения определения влияния инерции электронов представляет пространство между катодом и управляющей сеткой. Это объясняется тем, что поскольку приемно-усилительные лампы обычно работают при отрицательном напряжении смещения на управляющей сетке, то электроны движутся в пространстве между катодом и сеткой в весьма слабом ускоряющем (или даже тормозящем) поле. Пролетев же плоскость сетки, электроны попадают в ускоряющее поле экранирующей сетки или анода и благодаря этому проходят пространство управляющая сетка — анод со значительной скоростью. Следовательно, наибольшая часть времени пролета электронов в лампе приходится на участок катод — управляющая сетка. В связи с этим можно утверждать, что триод и пентод по характеру зависимости своих параметров от времени пролета электронов приблизительно равноценны, а для выяснения влияния

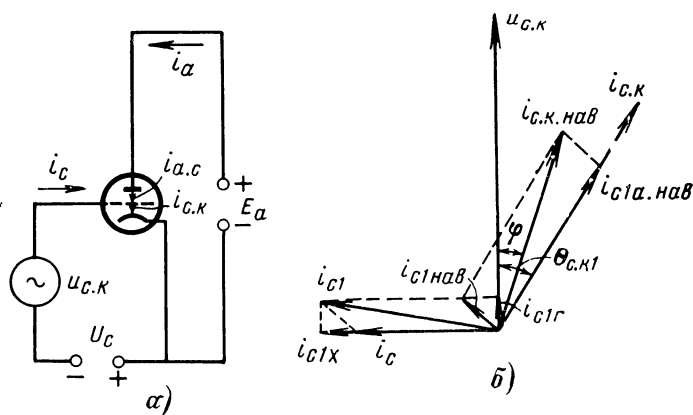


Рис. 54. Иллюстрация влияния инерции электронов на частотные свойства электронных ламп.

a — схема включения лампы; *b* — векторная диаграмма токов и напряжений.

инерции электронов на частотные свойства электронных ламп достаточно рассмотреть изображенную на рис. 54 векторную диаграмму.

Здесь $u_{c.k.}$ — напряжение высокой частоты, приложенное к промежутку управляющая сетка — катод лампы; i_a и i_c — токи, протекающие во внешних цепях анода и управляющей сетки лампы соответственно; $i_{a.c}$ и $i_{c.k.}$ — полные токи внутри лампы в сечениях, на-

ходящихся непосредственно над сеткой и под сеткой; эти токи являются суммой конвекционного тока (или наведенного) и тока смещения

$$i_{c.k} = i_{нав} + i_{c.k.см} \quad (163)$$

и

$$i_{a.c} = i_{нав} + i_{a.c.см}$$

(очевидно, что конвекционные составляющие одинаковы для любого момента времени; $i_{a.c.см}$ и $i_{c.k.см}$ представляют собой обычные емкостные токи, протекающие через междуэлектродные емкости анод — сетка и сетка — катод соответственно). При условии, что время пролета электронов от сетки к аноду (τ_a) мало по сравнению с временем пролета электронов от катода к сетке (τ_c), т. е. $\tau_a \ll \tau_c$, обычно $\tau_c = (5 \div 10)\tau_a$, можно написать соотношения для полного тока сетки

$$i_c = i_{c.k} - i_{a.c} \approx i_{c.k.см} \quad (164)$$

и входной проводимости

$$Y_{вх} = \frac{i_c}{u_{c.k}} \approx \frac{i_{c.k.см}}{u_{c.k}} \quad (165)$$

Таким образом, входная проводимость равна отношению тока смещения в сечении лампы, расположенном непосредственно под сеткой, к напряжению высокой частоты, подведенному между катодом и сеткой. При построении векторной диаграммы токов и напряжений необходимо иметь в виду следующее. Конвекционный ток в пространстве катод — управляющая сетка $i_{c.k}$ вблизи управляющей сетки отстает по фазе от напряжения $u_{c.k}$ вследствие инерции электронов на угол $\theta_{c.k}$. Наводимый этими электронами ток $i_{c.k.нав}$, равный среднему значению конвекционного тока, отстает от напряжения $u_{c.k}$ на угол $\phi < \theta_{c.k1}$. Поскольку за время τ_a угол пролета мал, то можно считать угол сдвига фаз между векторами $i_{c.k}$ и $u_{c.k}$ практически неизменным. Следовательно, ток $i_{c1a.нав}$, наводимый в цепи управляющей сетки электронами при их движении к аноду, совпадает по фазе с током $i_{c.k}$. Однако токи $i_{c1k.нав}$ и $i_{c1a.нав}$ противоположны по фазе, в связи с чем суммарный наведенный в цепи сетки ток равен их разности:

$$i_{c1нав} = i_{c1k.нав} - i_{c1a.нав}. \quad (166)$$

Полный ток i_{c1} , протекающий во внешней цепи управляющей сетки, равен сумме наведенного тока ($i_{c1нав}$) и емкостного тока i_c , опережающего напряжение $u_{c.k}$ на угол 90° , т. е.

$$i_{c1} = i_{c.нав} + i_c. \quad (167)$$

Из диаграммы следует, что ток i_{c1} опережает напряжение $u_{c.k}$ на угол, меньший 90° , и, следовательно, входная проводимость лампы является комплексной величиной. Наличие активной составляющей входной проводимости означает, что во входной цепи лампы затрачивается некоторая мощность сигнала. То, что вектор реактивной составляющей i_{c1x} больше вектора емкостного тока i_c (в противоположность диоду) объясняется разными фазовыми сдвигами между наводимым током и напряжением.

Поскольку результирующий наведенный ток сетки опережает по фазе приложенное напряжение на угол, меньший 90° , это эквивалентно увеличению входной емкости лампы на $\Delta C_{вх\tau}$. Необходимо отметить, что величина приращения входной емкости в значительной степени определяется режимом работы лампы по постоянному току, т. е. интенсивностью потока носителей заряда, и практически не зависит от частоты.

Для того чтобы сделать какие-либо конкретные выводы относительно характера изменения входной проводимости, необходимо проанализировать выражение, определяющее комплексную входную проводимость лампы и полученное на основе использования общих методов исследования физических явлений в электронных приборах на СВЧ; это выражение для триода имеет вид:

$$\dot{Y}_{вх\tau} = S \left[0,05\theta^2 + j \frac{2}{3} \theta \right], \quad (168)$$

где S — крутизна анодно-сеточной характеристики лампы. Приведенная формула обеспечивает достаточную точность при углах пролета $\theta < 1$ и будучи преобразована надлежащим образом позволяет найти активную и реактивную составляющие входной проводимости:

$$g_{вх\tau} = 0,05 S \omega^2 \tau_c^2 \quad (169)$$

$$b_{вх\tau} = \frac{2}{3} S \omega \tau_c. \quad (170)$$

Из (170) определяется действующая входная емкость лампы, представляемая суммой статической междуэлектродной емкости и приращения емкости сетка — катод, обусловленного изменением плотности пространственного заряда:

$$C_{вх.действ} = C_{с.к\theta} + \Delta C_{вх\tau}, \quad (171)$$

$$\text{где } \Delta C_{вх\tau} = \frac{2}{3} S \tau_c.$$

Написанные выражения были получены при пренебрежении влиянием времени пролета электронов от управляющей сетки к аноду. Однако учет его влияет на точность результатов крайне незначительно.

Влияние времени пролета электронов проявляется и в сложности крутизны анодно-сеточной характеристики. Как очевидно, инерция электронов обуславливает отставание по фазе конвекционных токов от напряжения, приложенного к управляющей сетке. В конечном итоге оказывается, что анодный ток отстает от напряжения на сетке на угол, приблизительно равный $\theta_{с1к}$ и являющийся, следовательно, аргументом крутизны. Таким образом,

$$\dot{S}_\tau = |S| e^{-j\theta_{с1к}}. \quad (172)$$

Поскольку при повышении частоты фазовый сдвиг между током, протекающим в анодной цепи, и напряжением, приложенным к управляющей сетке, растет, то увеличивается также и абсолютное значение аргумента крутизны.

20. Определение фазового сдвига между токами эмиттера и коллектора транзистора

Известно, что в транзисторе механизм распространения носителей заряда обусловлен их диффузией и дрейфом. Ввиду того что перемещение носителей является сравнительно медленным процессом, изменения тока коллектора происходят с некоторым запаздыванием относительно вызвавших их изменений тока эмиттера. Это запаздывание обуславливает появление частотно-зависимого фазового сдвига между входным и выходным токами транзистора.

Для того чтобы иметь возможность количественно охарактеризовать изменения комплексного коэффициента передачи тока эмиттера с частотой, обычно используется какая-либо схема замещения диффузионных процессов, происходящих в базе. Затем на основе этой схемы выводятся соответствующие расчетные соотношения, отражающие действительную картину явлений с той степенью точности, с которой схема замещения моделирует физические явления. Так, например, если диффузионные процессы в базе бездрейфового транзистора смоделированы простейшей резистивно-емкостной цепью, схема которой показана на рис. 55, то для определения комплексного коэффициента передачи тока эмиттера может быть использовано следующее соотношение:

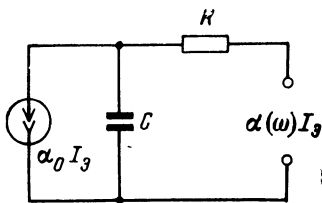


Рис. 55. Простейшая схема замещения бездрейфового транзистора.

$$\dot{\alpha} = \frac{\alpha_0}{1 + j\omega/\omega_\alpha}, \quad (173)$$

где α_0 — коэффициент передачи тока эмиттера на нулевой частоте, т. е. при $\omega=0$; ω_α — частота, при которой модуль коэффициента передачи тока эмиттера уменьшается в $\sqrt{2}$ раз относительно α_0 , или граничная частота усиления по току.

Соответственно частотная зависимость фазового сдвига между токами эмиттера и коллектора описывается соотношением

$$\varphi_\alpha(\omega) = -\text{arctg} \frac{\omega}{\omega_\alpha}. \quad (174)$$

Построенный в соответствии с выражением (174) график зависимости $\varphi_\alpha = \psi(\omega/\omega_\alpha)$ изображен пунктирной линией на рис. 56. Однако, оценка свойств транзистора, проводимая на основе использования резистивно-емкостной схемы замещения, связана, особенно на высоких частотах, когда $\omega/\omega_\alpha > 1$, с определенными погрешностями, обусловленными приближенным характером моделирования процесса диффузии.

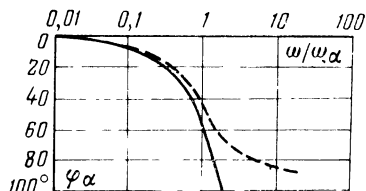


Рис. 56. Зависимость фазового сдвига между токами эмиттера и коллектора от частоты.

Более точные результаты получают при отображении диффузионных процессов с помощью эквивалентной длинной линии. Известно, что диффузионный процесс в базе плоскостного транзистора, связанный с непрерывным нарастанием фазового сдвига и падением модуля выходной величины относительно входной, полностью аналогичен распространению колебаний в среде с потерями. В соответствии с таким представлением для комплексного коэффициента передачи тока эмиттера может быть записано следующее выражение:

$$\alpha = \operatorname{sech} \left(\frac{W}{L} \sqrt{1 + j\omega\tau} \right), \quad (175)$$

где W — ширина базы; L — длина диффузии; τ — время жизни неосновных носителей; ω — частота.

Построенная на основании выражения (175) кривая зависимости $\varphi_\alpha = \psi(\omega/\omega_\alpha)$ изображена на рис. 56 сплошной линией. Нетрудно видеть, что различия в определении величины фазового сдвига по приближенной (174) и точной (175) формулам довольно велики. Это может быть проиллюстрировано табл. 3, где приведены зна-

Таблица 3

Частота сигнала	Фазовый сдвиг	
	φ_α прибл	φ_α точн
$\omega=0$	0°	0°
$\omega=\omega_\alpha$	45	57
$\omega=\infty$	90	∞

чения фазового сдвига между токами эмиттера и коллектора, определенные для наиболее характерных точек частотного диапазона по приближенной ($\varphi_{\alpha \text{ пригл}}$) и точной ($\varphi_{\alpha \text{ точн}}$) формулам. Из таблицы и соответствующих кривых следует, что на частоте $\omega = \omega_{\alpha}$ расхождение между точной и приближенной формулами составляет 12° и растет при дальнейшем увеличении частоты.

Необходимо, однако, отметить, что модель замещения диффузионных процессов, построенная на основе эквивалентной длинной линии, слишком сложна, а получаемые при этом формулы оказываются неудобными для практических расчетов. По этой причине, а также ввиду того, что при анализе большинства усилительных устройств ограничиваются оценкой частотных свойств транзистора на частотах, не превышающих ω_{α} , на практике обычно удовлетворяются моделированием диффузионных процессов с помощью простейшей резистивно-емкостной цепи и применяют полученные на основе этой модели формулы. При необходимости в последние вводятся поправки. Так, для комплексного коэффициента передачи тока эмиттера может быть написано следующее выражение:

$$\dot{\alpha} = \frac{\alpha_0}{1 + j\omega/\omega_{\alpha}} e^{-jm\omega/\omega_{\alpha}}, \quad (176)$$

здесь m — коэффициент, учитывающий величину ускоряющего поля в базе транзистора и определяющий дополнительный по сравнению с формулой (174) сдвиг фаз между токами эмиттера и коллектора на частоте ω_{α} .

Величина коэффициента m может быть найдена из формулы

$$m = 0,21 + 0,18\eta, \quad (177)$$

где η — фактор поля, который для бездрейфовых транзисторов равен 0, для дрейфовых транзисторов равен 1,5—4. Для сплавных транзисторов, в базе которых отсутствует ускоряющее поле, $m = 0,2$. Для дрейфовых транзисторов, в базе которых имеется ускоряющее поле, $m = 0,8$.

Используя формулу Эйлера

$$e^{jx} = \cos x + j \sin x,$$

нетрудно преобразовать выражение (176) к виду

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{(1 + j\omega/\omega_\alpha) (\cos m\omega/\omega_\alpha + j \sin m\omega/\omega_\alpha)}. \quad (178)$$

Отсюда может быть найдено соотношение, определяющее истинную величину фазового сдвига:

$$\varphi_\alpha = -\operatorname{arctg} \frac{\omega/\omega_\alpha + \operatorname{tg}(m\omega/\omega_\alpha)}{1 - \omega/\omega_\alpha \operatorname{tg}(m\omega/\omega_\alpha)}. \quad (179)$$

Очевидно, что написанное выражение является излишне сложным и по этой причине его применение в практических расчетах сопряжено со значительными трудностями. Однако оно может быть упрощено при условии, что работа транзистора рассматривается в диапазоне частот не выше ω_α и приведена к виду

$$\varphi_\alpha \approx -\operatorname{arctg} \frac{(m+1)\omega/\omega_\alpha}{1 - m(\omega/\omega_\alpha)^2}. \quad (180)$$

Если принять с целью дальнейшего упрощения, что $m(\omega/\omega_\alpha)^2 \ll 1$, то

$$\varphi_\alpha \approx -\operatorname{arctg} [(m+1)\omega/\omega_\alpha]. \quad (181)$$

Расчетное определение фазового сдвига при помощи формул (180) и (181) сопряжено с некоторыми погрешностями (примерно 20—30%). Но в процессе аналитического исследования реальных усилительных устройств, выполненных на транзисторах, эта ошибка не считается значительной.

На рис. 57 построены фазовые характеристики двух основных типов транзисторов, рассчитанные согласно выражению (179).

На основании выражения (181) нетрудно найти время запаздывания сигнала в транзисторе; оно равно:

$$\tau_3 \approx -\frac{d\varphi_\alpha}{d\omega} = \frac{1}{\omega_\alpha} \frac{m+1}{1 + (m+1)^2 \omega^2/\omega_\alpha^2}. \quad (182)$$

В соответствии с выражением (182) на рис. 58 построены графики зависимости [нормированного (в единицах $1/\omega_\alpha$) времени запаздывания в транзисторе от частоты $\tau_3 \omega_\alpha = \psi(\omega/\omega_\alpha)$ при различных значениях коэффициента m .

Итак, анализируя изложенные в настоящем разделе материалы, можно утверждать, что изменение фазового сдвига между токами эмиттера и коллектора сказывается начиная с частот $\omega \geq (0,05-0,1) \omega_\alpha$. На более низких

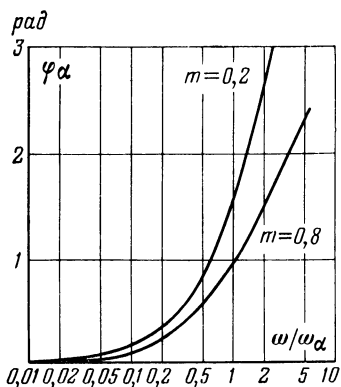


Рис. 57. Фазовые характеристики сплавных ($m=0,2$) и дрейфовых ($m=0,8$) транзисторов.

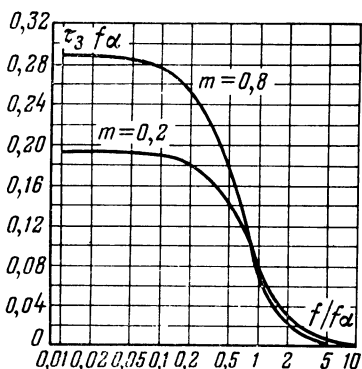


Рис. 58. График зависимости времени запаздывания в транзисторах от частоты.

частотах величина фазового сдвига не превышает $5-7^\circ$, а время запаздывания определяется следующим приближенным соотношением:

$$\tau_z \Big|_{\text{при } \omega \rightarrow 0} \approx \frac{1+m}{\omega_\alpha} = \frac{0,15 \div 0,3}{f_\alpha}. \quad (183)$$

На более высоких частотах время запаздывания уменьшается. Естественно, что время запаздывания современных высокочастотных транзисторов, характеризующихся довольно большими величинами f_α порядка 1000 МГц, мало и при построении усилительных устройств его влиянием на результирующую величину времени дифференциального фазового запаздывания можно безболезненно пренебречь.

21. Фазовый сдвиг между токами базы и коллектора — включение транзистора по схеме с общим эмиттером

При включении транзистора по схеме с общим эмиттером (ОЭ) входным и выходным токами являются токи базы и коллектора соответственно. Это означает, что комплексный коэффициент передачи входного тока опре-

деляется как

$$\dot{\beta} = i_k / i_0 \quad (184)$$

или с учетом выражения (176) и известного равенства

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \quad (185)$$

для комплексного коэффициента передачи тока может быть написано следующее соотношение:

$$\dot{\beta} = \alpha_0 \frac{e^{-jm\omega/\omega_\alpha}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha} - \alpha_0 e^{-jm\omega/\omega_\alpha}} \quad (186)$$

Отсюда после некоторых преобразований определяется фазовый сдвиг между токами коллектора и базы:

$$\varphi_\beta = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg} \left[\frac{\omega}{\omega_\beta} \frac{m(1 - \alpha_0)}{1 + m\alpha_0} \right] + \frac{\omega}{\omega_\beta}}{1 - \frac{\omega}{\omega_\beta} \operatorname{tg} \left[\frac{\omega}{\omega_\beta} \frac{m(1 - \alpha_0)}{1 + m\alpha_0} \right]}, \quad (187)$$

где $\omega_\beta = \omega_\alpha \frac{1 - \alpha_0}{1 + m\alpha_0}$ — частота, при которой модуль коэффициента передачи тока $|\beta|$ уменьшается в $\sqrt{2}$ раз относительно его низкочастотного значения β_0 . Как видно, значение ω_β определяется физическими свойствами материала полупроводника и происходящими в нем процессами, в связи с чем частота ω_β может быть отнесена к числу параметров транзистора, а по аналогии с ω_α — терминологически определена как граничная частота усиления по току при включении транзистора по схеме ОЭ. В соответствии с выражением (187) на рис. 59 построены фазовые характеристики транзисторов в рассматриваемой схеме включения $\varphi_\beta = \psi(\omega/\omega_\beta)$.

При оценке свойств транзистора в рассматриваемой схеме включения весьма удобным параметром является частота, при которой $|\beta| = 1$; она обозначается индексом f_T и связана с граничными частотами усиления по току следующими соотношениями:

$$f_\alpha = f_T (1 + m\alpha_0) \quad (188)$$

и

$$f_\beta = f_T (1 - \alpha_0). \quad (189)$$

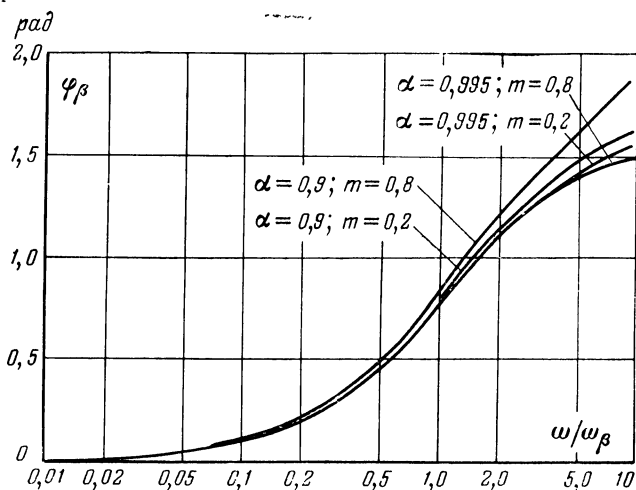


Рис. 59. Фазовые характеристики транзисторов для схемы включения с общим эмиттером.

Величины фазового сдвига на этих частотах, вычисленные с использованием соответствующих формул, приведены в табл. 4. Здесь же для удобства указаны значения модулей коэффициента передачи тока.

Таблица 4

Частота	$ \alpha $	φ_α	$ \beta $	φ_β
<i>Бездрейфовый транзистор</i>				
f_α	$0,707\alpha_0$	57°	$0,83$	102°
f_β	α_0	0	$0,707\beta_0$	45
f_T	$\alpha_0/1,38$	50	1	100
<i>Дрейфовый транзистор</i>				
f_α	$0,707\alpha_0$	85°	$0,59$	130°
f_β	α_0	0	$0,707\beta_0$	45
f_T	$\alpha_0/1,08$	54	1	114

22. Фазовые свойства полевых транзисторов

В современных усилительных устройствах все более широко применяются полевые транзисторы, обладающие, как известно, достоинствами электронных ламп и биполярных транзисторов и во многом свободные от присущих им недостатков. Подобно другим типам уси-

лительных приборов полевой транзистор при работе его в режиме усиления колебаний малого уровня представляется в виде эквивалентного четырехполюсника, свойства которого могут быть описаны в любой известной системе параметров. Схема эквивалентного четырехполюсника, соответствующего наиболее распространенной системе \dot{Y} -параметров, изображена на рис. 60.

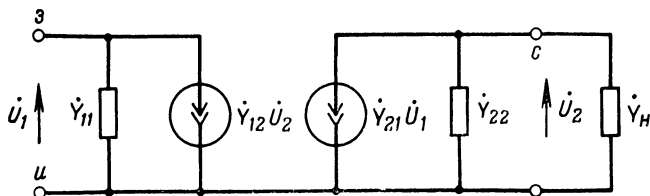


Рис. 60. Представление транзистора в виде эквивалентного четырехполюсника.

Анализируя выходную цепь четырехполюсника, состоящую из зависимого генератора тока $\dot{Y}_{21}\dot{U}_1$ и проводимостей \dot{Y}_{22} и \dot{Y}_{11} , можно сделать вывод о том, что фазовый сдвиг, вносимый собственно полем транзистором, определяется проводимостью прямой передачи \dot{Y}_{21} .

Полная эквивалентная схема полевого транзистора и ее упрощенный вариант представлены на рис. 61.

Здесь приняты следующие обозначения: $R_{и}$, R_c — сопротивления истока и стока соответственно; $R_{з.и}$, $R_{з.с}$, $R_{с.и}$ — сопротивления между затвором и истоком, затвором и стоком, стоком и истоком соответственно; R_1 , R_2 — сопротивления потерь; $C_{з.и}$, $C_{з.с}$, $C_{с.и}$ — паразитные межэлектродные емкости; S_0 — крутизна передаточной

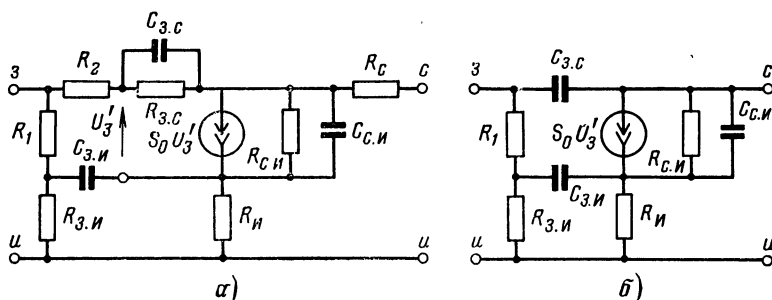


Рис. 61. Эквивалентная схема полевого транзистора.
а — полная схема; б — упрощенная схема.

вольт-амперной характеристики, величина которой предполагается постоянной в рабочем диапазоне частот.

Для полевых транзисторов с p - n -переходом (типа КП103, КП302, КП303) параметры элементов эквивалентной схемы имеют следующие типовые значения: $S_0 = 0,5 \div 7$ мА/В; $R_{з.и} = 10^{10}$ Ом; $C_{з.и} = 6 \div$

20 пФ; $\hat{C}_{з.с} = 2 \div 6$ пФ; $\hat{C}_{с.н} = 6 \div 10$ пФ; $R_{с.н} = 100$ кОм, а для транзисторов с МОП-структурой (типа ТН12М, ТН11, КП301) $S_0 \approx 5$ мА/В; $R_{з.н} = 10^{13} \div 10^{15}$ Ом; $C_{з.н} \approx 4$ пФ; $C_{з.с} \leq 1$ пФ; $C_{с.н} \approx 3$ пФ; $R_{с.н} \approx 100$ кОм.

Используя метод обобщенных узловых напряжений, можно найти на основе упрощенной эквивалентной схемы (рис. 61,б) \dot{Y} -параметры полевого транзистора:

$$\dot{Y}_{11} = j\omega C_{з.с} + \frac{j\omega C_{з.н}}{(1 + S_0 R_{з.н}) \left[1 + \frac{j\omega C_{з.н} (R_1 + R_{з.н})}{1 + S_0 R_{з.н}} \right]}; \quad (190)$$

$$\dot{Y}_{12} = -j\omega C_{з.с}; \quad (191)$$

$$\dot{Y}_{21} = j\omega C_{з.с} + \frac{S_0}{(1 + S_0 R_{з.н}) \left[1 + \frac{j\omega C_{з.н} (R_1 + R_{з.н})}{1 + S_0 R_{з.н}} \right]}; \quad (192)$$

$$\dot{Y}_{22} = \frac{1}{R_{с.н}} + j\omega C_{с.н} + j\omega C_{з.с}. \quad (193)$$

Из выражения (192) следует, что фазовый сдвиг в полевом транзисторе, измеряемый между напряжением $\dot{U}_{з.н}$ и током $\dot{Y}_{21}\dot{U}_{з.н}$, и ха-

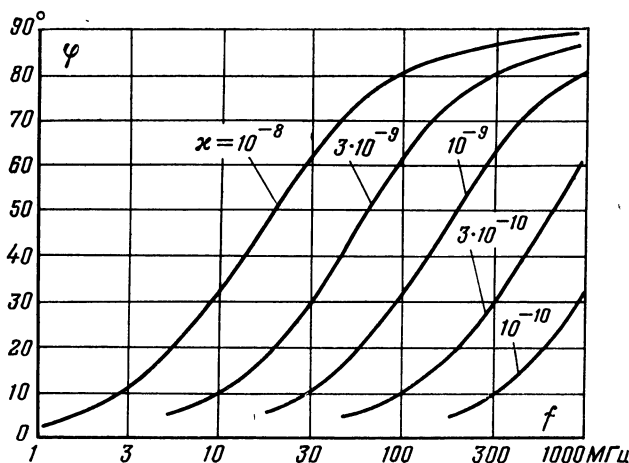


Рис. 62. Семейство кривых, определяющих фазовый сдвиг, вносимый полевым транзистором.

актер его зависимости от частоты определяются междуэлектродными емкостями $C_{з.н}$ и $C_{з.с}$, а также величинами крутизны S_0 и сопротивления $R_{з.н}$.

Выражение, определяющее фазовый сдвиг, вносимый полевым транзистором, может быть найдено как аргумент комплексной про-

ВОДИМОСТИ:

$$\varphi_{п.т.} = \arctg \omega \left[C_{з.с.} \frac{1 + S_0 R_H}{S_0} - C_{з.н} \frac{R_1 + R_H}{1 + S_0 R_H} \right] \quad (194)$$

Отсюда следует очевидный вывод о том, что при выполнении условия

$$C_{з.с.} \frac{1 + S_0 R_H}{S_0} = C_{з.н} \frac{R_1 + R_H}{1 + S_0 R_H} \quad (195)$$

усилительный прибор не вносит фазового сдвига, т. е. $\varphi_{п.т.} = 0$.

В соответствии с выражением (194) на рис. 62 построено семейство кривых, представляющих зависимость вносимого полевым транзистором фазового сдвига от частоты при различных значениях параметра:

$$\kappa = C_{з.с.} \frac{1 + S_0 R_H}{S_0} - C_{з.н} \frac{R_1 + R_H}{1 + S_0 R_H}.$$

Рассматривая представленные кривые, можно считать, что полевой транзистор, так же как и электронная лампа, эквивалентен по характеру поведения в диапазоне частот неминимально-фазовой цепи.

Глава пятая

Фазовые характеристики усилительных устройств апериодического типа

23. Определение фазового сдвига усилителей в общем виде

Прежде чем приступить к описанию фазовых характеристик линейных усилителей различных типов, представляется целесообразным первоначально остановиться на анализе свойств так называемого обобщенного усилительного каскада, схема которого изображена на рис. 63.

Как видно, основной отличительной чертой обобщенного каскада является его универсальность — каскад

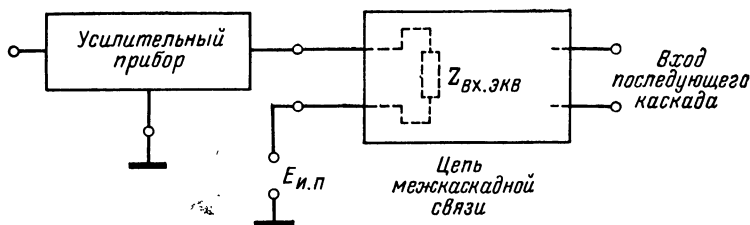


Рис 63. Обобщенная схема усилительного каскада.

построен с использованием абстрактного усилительного прибора типа трехполюсника и пассивного четырехполюсника в качестве цепи межкаскадной связи. Это дает возможность сделать при оценке фазовых свойств усилителя ряд выводов безотносительно к типу усилительного прибора, способу его включения в электрическую схему каскада и структуре цепи межкаскадной связи.

Составляя эквивалентную схему усилительного каскада и имея в виду то, что фазовый сдвиг в любой пассивной цепи описывается в самом общем виде выражением

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\operatorname{Im}(Z_{\text{вх.экв}})}{\operatorname{Re}(Z_{\text{вх.экв}})}, \quad (196)$$

где $\operatorname{Im}(Z_{\text{вх.экв}})$ и $\operatorname{Re}(Z_{\text{вх.экв}})$ — мнимая и действительная части эквивалентного входного сопротивления цепи соответственно, нетрудно написать следующее соотношение для определения аргумента комплексного коэффициента передачи каскада (вносимого им фазового сдвига):

$$\varphi(\omega) = \psi_c + \varphi_a \pm \operatorname{arctg} \frac{X_{\text{вх.экв}}}{R_{\text{вх.экв}}}. \quad (197)$$

Таким образом, в однокаскадном усилителе фазовый сдвиг между выходным и входным колебаниями имеет три составляющих: ψ_c — составляющая, обусловленная принятым способом включения усилительного прибора и равная в соответствии с этим либо 0, либо π ; φ_a — составляющая, определяемая инерционностью усилительного прибора; ее величина растет с частотой; $\operatorname{arctg} \frac{X_{\text{вх.экв}}}{R_{\text{вх.экв}}}$ — составляющая, обусловленная действием цепи межкаскадной связи.

Здесь $R_{\text{вх.экв}}$ и $X_{\text{вх.экв}}$ — эквивалентные величины активной и реактивной составляющих входного сопротивления цепи межкаскадной связи, определяемые не только параметрами элементов последней, но и свойствами усилительных приборов.

Найденная аналитически или полученная путем экспериментального исследования зависимость фазового сдвига от частоты — фазочастотная характеристика усилителя — дает возможность оценить один из важнейших показателей усилителя, причем в широком диапазоне частот.

Следует, однако, отметить, что измерение (или аналитическое определение) абсолютных значений фазового сдвига в усилителе обычно связано с некоторой, причем довольно большой, ошибкой. Поэтому в тех случаях, когда эта неточность недопустима, целесообразно фазовые свойства усилителя оценивать по производной фазовой характеристике, т. е. по величине времени дифференциального фазового запаздывания:

$$t_3(\omega) = - \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} \quad (198)$$

Из выражения (197) можно видеть, что время дифференциального фазового запаздывания в усилительном каскаде имеет два компонента:

$$t_3(\omega) = t_y(\omega) + t_{ц.м.с}(\omega), \quad (199)$$

где $t_y(\omega)$ — составляющая времени запаздывания, обусловленная инерционностью усилительного прибора; $t_{ц.м.с}(\omega)$ — составляющая времени запаздывания, обусловленная действием реактивных элементов цепи межкаскадной связи.

Роль первого компонента зависит от типа примененного усилительного прибора и от диапазона частот, в котором работает усилитель. Так, из изложенного выше следует, что инерционность электронных ламп либо не проявляется вообще, либо сказывается весьма незначительно, вплоть до частот 150—200 МГц, т. е. в том диапазоне частот, в котором работают практически все разновидности современных усилительных устройств. Это означает, что для лампового усилительного каскада справедливо неравенство

$$t_y(\omega) \ll t_{ц.м.с}(\omega), \quad (200)$$

а время запаздывания определяется исключительно параметрами цепей межкаскадной связи.

В то же время при построении транзисторных усилителей приходится считаться с инерционностью носителей, в связи с чем неравенство (200) справедливо лишь на низких частотах, не превышающих (0,05—0,1) f_a . Что же касается второго компонента времени запаздывания, то его величина определяется исключительно структурой цепи межкаскадной связи. Фазовый сдвиг в многокаскадном усилителе определяется на основании следую-

щего выражения для комплексного коэффициента усиления:

$$\begin{aligned} K(j\omega)_0 &= K(j\omega)_1 K(j\omega)_2 \dots K(j\omega)_i \dots K(j\omega)_n = \\ &= |K(\omega)_1| e^{-j\varphi(\omega)_1} |K(\omega)_2| e^{-j\varphi(\omega)_2} \dots |K(\omega)_i| e^{-j\varphi(\omega)_i} \dots \\ &\dots |K(\omega)_n| e^{-j\varphi(\omega)_n} = |K(\omega)_0| e^{-j\varphi(\omega)_0}, \end{aligned} \quad (201)$$

где $|K(\omega)_0|$ — модуль результирующего коэффициента усиления многокаскадного усилителя, равный произведению модулей коэффициентов усиления отдельных каскадов; $\varphi(\omega)_0$ — величина результирующего фазового сдвига, определяемая как сумма фазовых сдвигов, вносимых отдельными каскадами:

$$\begin{aligned} \varphi(\omega)_0 &= \varphi(\omega)_1 + \varphi(\omega)_2 + \dots + \varphi(\omega)_i + \dots + \varphi(\omega)_n = \\ &= \sum_{i=1}^n \varphi(\omega)_i; \end{aligned} \quad (202)$$

n — число каскадов усилителя.

Если усилитель состоит из абсолютно одинаковых каскадов, то выражение (202) может быть переписано в виде

$$\varphi(\omega)_0 = n\varphi(\omega)_i. \quad (203)$$

Аналогичным образом может быть найдена величина времени дифференциального фазового запаздывания в многокаскадном усилителе:

при неидентичных каскадах

$$T_3(\omega)_0 = \sum_{i=1}^n t_3(\omega)_i; \quad (204)$$

при идентичных каскадах

$$T_3(\omega)_0 = nt_3(\omega)_i. \quad (205)$$

На основании полученных выражений могут быть вычислены фазовая характеристика и время запаздывания как для одиночного усилительного каскада, так и для многокаскадного усилителя. При пользовании указанными соотношениями следует помнить, что они характеризуют усилитель, работающий в линейном (или близком к линейному) режиме.

При проведении общего анализа фазовых свойств усилительного устройства любого типа следует иметь

в виду то обстоятельство, что его фазочастотная характеристика является нелинейной. Следовательно, время запаздывания, обусловленное усилителем, характеризуется относительным постоянством лишь в ближайших окрестностях частоты, соответствующей нулевому фазовому сдвигу. По мере приближения к границам полосы пропускания оно изменяется. Это вынуждает проводить оценку так называемой нестабильности времени запаздывания в пределах полосы пропускания рассматриваемого усилителя, которая может быть определена как разность величин времени запаздывания, соответствующих частоте нулевого фазового сдвига и любой частоте. В последующих разделах приведены формулы и построенные на их основе графики, позволяющие количественно оценить нестабильность времени запаздывания в некоторых разновидностях усилительных устройств.

24. Фазовая характеристика аperiodического резистивно-емкостного каскада

Анализ фазовых свойств усилительных каскадов начинается с наиболее распространенного в усилительной технике аperiodического резистивно-емкостного каскада, обобщенная схема которого изображена на рис. 64,а. Соответствующая эквивалентная схема каскада приведена на рис. 64,б.

Здесь R_n — сопротивление элементов, включенных в цепь выходного электрода усилительного прибора Π_1 ; $R_{вх}$ — сопротивление элементов, включенных в цепь входного электрода усилительного прибора Π_2 ; C_p — емкость разделительного конденсатора; $S_y U_{вх} m$ — эквивалентный генератор тока, учитывающий свойства усилительного прибора Π_1 ; $R_{вых}$ и $C_{вых}$ — выходное сопротивление и выходная емкость усилительного прибора Π_1 ; $R_{вх}$ и $C_{вх}$ — входное сопротивление и входная емкость усилительного прибора Π_2 ; $C_{м1}$ и $C_{м2}$ — емкости монтажных элементов (проводников и деталей схемы), измеренные относительно общего провода или корпуса и включенные в цепи выходного электрода Π_1 и входного электрода Π_2 соответственно; при проведении технических расчетов обычно рассматривается суммарная величина $C_m = C_{м1} + C_{м2}$ — так называемая монтажная емкость каскада.

Анализируя эквивалентную схему каскада, можно написать следующие выражения:

для комплексного коэффициента усиления

$$\dot{K}_U = \frac{K_0}{1 + j(\omega\tau_n - 1/\omega\tau_n)}; \quad (206)$$

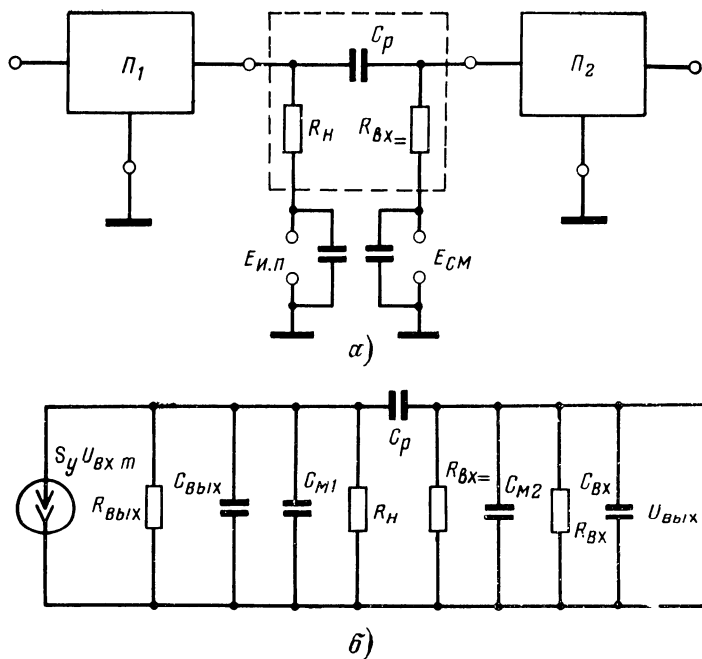


Рис. 64. Аperiодический резистивно-емкостный каскад.
 а — обобщенная схема; б — эквивалентная схема.

для фазового сдвига (без учета влияния усилительного прибора)

$$\varphi = \operatorname{arctg} [-(\omega\tau_{\text{в}} - 1/\omega\tau_{\text{н}})] = \operatorname{arctg} [1/\omega\tau_{\text{н}} - \omega\tau_{\text{в}}]. \quad (207)$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$\left. \begin{aligned} \tau_{\text{в}} &= C_0 (R_{\text{н.экв}} \parallel R_{\text{вх.экв}}); \\ \tau_{\text{н}} &= C_{\text{р}} R_{\text{вх.экв}}, \end{aligned} \right\} \quad (208)$$

$$K_0 = \frac{S_{\text{у}}}{1/R_{\text{вых}} + 1/R_{\text{н}} + 1/R_{\text{вх.экв}}};$$

$$R_{\text{н.экв}} = R_{\text{вых}} \parallel R_{\text{н}}; \quad R_{\text{вх.экв}} = R_{\text{вх}} \parallel R_{\text{вх}};$$

$$C_0 = C_{\text{вых}} + C_{\text{вх}} + C_{\text{м1}} + C_{\text{м2}}.$$

Формулы (206) и (207) получены при условии выполнения неравенств

$$C_0 \ll C_p$$

и

$$R_{\text{вх.экв}} \gg R_{\text{н.экв.}}$$

Из выражения (207) нетрудно определить основные закономерности изменения фазовой характеристики:

при $\omega \rightarrow 0$ $\omega\tau_{\text{в}} \rightarrow 0$ и $1/\omega\tau_{\text{н}} \rightarrow \infty$, $\varphi \rightarrow +90^\circ$,

при $\omega \rightarrow \infty$ $\omega\tau_{\text{в}} \rightarrow \infty$ и $1/\omega\tau_{\text{н}} \rightarrow 0$, $\varphi \rightarrow -90^\circ$,

при $\omega = 1/\sqrt{\tau_{\text{в}}\tau_{\text{н}}} = \omega_0$ (это так называемая квазирезонансная частота усилительного каскада), $\omega_0\tau_{\text{в}} = 1/\omega_0\tau_{\text{н}}$, $\varphi = 0$.

Построенная в соответствии со сказанным фазовая характеристика аperiodического каскада изображена на

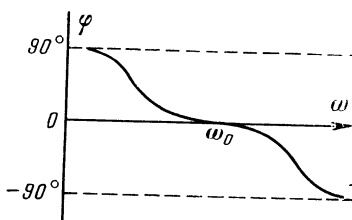


Рис. 65. Фазовая характеристика аperiodического резистивно-емкостного каскада.

рис. 65 и дает возможность качественного суждения о фазовых свойствах усилительного устройства в диапазоне частот.

Однако для того, чтобы получить пригодные для инженерного расчета соотношения, целесообразно (следуя общей методике аналитического исследования аperiodических усилителей) оценить вносимый каскадом фазовый сдвиг отдельно в двух диапазонах частот.

В области нижних частот, т. е. при $0 \leq \omega \leq \omega_0$, частотные свойства каскада определяются разделительным конденсатором и могут быть количественно описаны на основе низкочастотной эквивалентной схемы, изображенной на рис. 66,а. В области верхних частот, т. е. при $\omega_0 \leq \omega \leq \infty$, частотные свойства каскада определяются суммарной емкостью цепи нагрузки C_0 и могут быть количественно описаны на основе высокочастотной эквивалентной схемы, изображенной на рис. 66,б.

На основании эквивалентных схем нетрудно написать следующие выражения для определения фазового сдвига в соответствующих диапазонах частот:

$$\varphi(\omega_{\text{н}}) = \arctg \frac{1}{\omega\tau_{\text{н}}}, \quad (209)$$

где $\tau_H = C_p(R'_i + R_{\text{вх.экв}})$ — постоянная времени цепи в диапазоне нижних частот, а $R'_i = R_{\text{вых}} \parallel R_H$;

$$\varphi(\omega_B) = \text{arctg } \omega \tau_B, \quad (210)$$

где $\tau_B = C_0 R_{H.экв} \parallel R_{\text{вх.экв}}$ — постоянная времени цепи в диапазоне верхних частот.

Построенные в соответствии с выражениями (209) и (210) зависимости фазового сдвига от нормированной

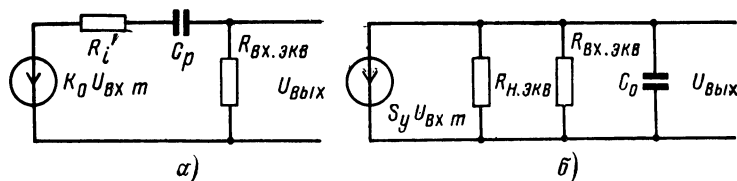


Рис. 66. Низкочастотная (а) и высокочастотная (б) эквивалентные схемы аperiodического каскада.

частоты $\varphi(\omega)_H = \psi(\Omega_H)$ и $\varphi(\omega)_B = \psi(\Omega_B)$ приведены на рис. 67. Здесь $\Omega_H = \omega_H/\omega$ — нормированная частота в области нижних частот; $\Omega_B = \omega/\omega_B$ — нормированная частота в области верхних частот; $\omega_H = 1/\tau_H$ и $\omega_B = 1/\tau_B$ — ниж-

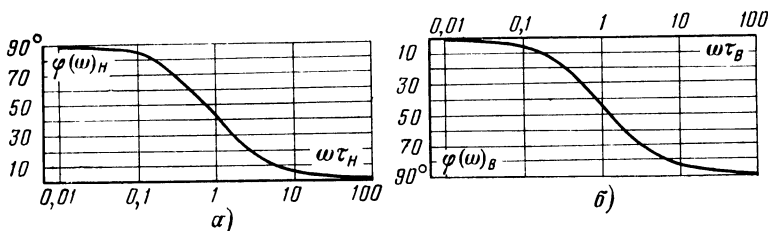


Рис. 67. Зависимость фазового сдвига в аperiodическом резистивно-емкостном каскаде от частоты.

а — область нижних частот; б — область верхних частот.

няя и верхняя граничные частоты усилительного каскада, определяемые как частоты, при которых коэффициент усиления каскада уменьшается в $\sqrt{2}$ по сравнению с максимальным значением, обычно соответствующим квазирезонансной частоте ω_0 .

Таким образом, при $\omega = \omega_H$ (или $\Omega_H = 1$) $\varphi_H = 45^\circ$; при $\omega = \omega_B$ (или $\Omega_B = 1$) $\varphi_B = -45^\circ$, т. е. в пределах полосы пропускания фазовый сдвиг, обусловленный действием цепи межкаскадной связи, изменяется от $+45^\circ$ до -45° .

Разумеется, в реальном усилительном каскаде необходимо учитывать фазовый сдвиг, вносимый усилительным прибором. Так, например, в каскадах, построенных с включением усилительного прибора по схеме с общим эмиттирующим электродом (катодом электронной лампы, эмиттером биполярного транзистора, истоком полевого транзистора), эта составляющая равна $180^\circ + \varphi_a(\omega)$.

25. Фазовая характеристика апериодического усилителя с низкочастотной коррекцией

Обобщенная схема усилительного каскада, в котором использована наиболее распространенная модификация цепи низкочастотной коррекции, представлена на рис. 68,а.

Не вдаваясь в подробное описание особенностей работы корректирующей цепи — это сделано в соответ-

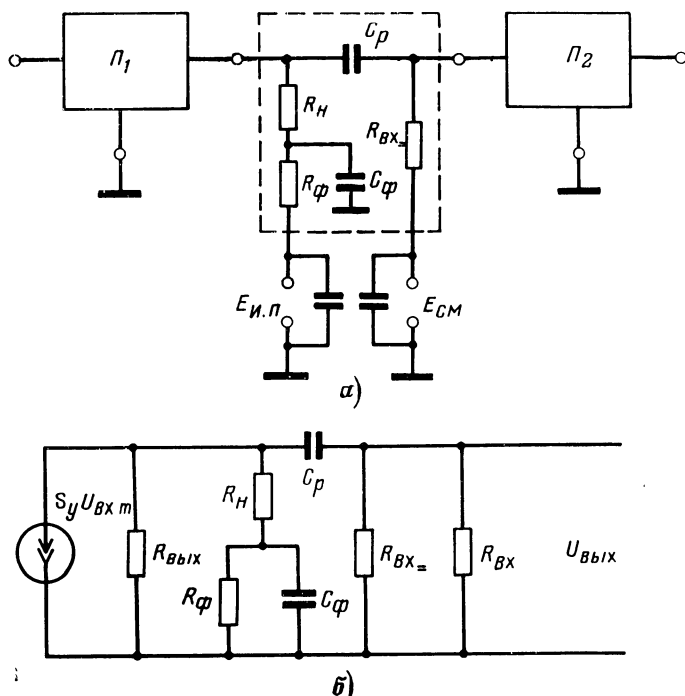


Рис. 68. Апериодический резистивно-емкостный каскад с низкочастотной коррекцией.

а — обобщенная схема; б — эквивалентная схема.

вующей литературе [Л. 4, 5, 8, 11, 12, 15], остановимся лишь на тех вопросах, которые представляют интерес в плане настоящего изложения.

Анализ частотно-фазовых свойств скорректированного каскада производится на основе его эквивалентной схемы для области нижних частот, изображенной на рис. 68,б.

Комплексный коэффициент усиления каскада в низкочастотной области определяется выражением

$$K = K_0 \frac{1 - j \frac{1+b}{a} \frac{1}{x}}{1 - jA \frac{1}{x} - B \frac{1}{x^2}}. \quad (211)$$

Здесь наряду с принятыми в предшествующем разделе использованы следующие обозначения:

$$\begin{aligned} a &= C_{\Phi} R_{\text{н}} / C_{\text{р}} R_{\text{вх. экв}}; \quad b = R_{\text{н}} / R_{\Phi}; \quad c = R_{\text{н}} / R_{\text{вых}}; \quad d = \\ &= R_{\text{н}} / R_{\text{вх. экв}}; \quad A = \frac{b}{a} + \frac{c+d+(1+c)a}{a(1+c+d)}; \quad B = \\ &= \frac{b(1+c)+c}{a(1+c+d)}; \quad x = \omega C_{\text{р}} R_{\text{вх. экв}}. \end{aligned}$$

На основании (211) нетрудно написать уравнение фазовой характеристики каскада

$$\varphi = \arctg \frac{\left(A - \frac{1+b}{a}\right) \frac{1}{x} + \frac{1+b}{a} \frac{1}{x^3}}{1 + \left[\frac{A(1+b)}{a} - B\right] \frac{1}{x^2}}. \quad (212)$$

Анализ выражения (212) дает возможность найти условия, при которых фазовая характеристика каскада является оптимальной по тому или иному критерию. В соответствии с принципом Г. В. Брауде при построении усилительного каскада параметры низкочастотных корректирующих цепей должны быть выбраны таким образом, чтобы фазовый сдвиг имел минимально возможную величину ($\varphi \rightarrow 0$) в наиболее широком интервале частот. Это достигается при выполнении равенства

$$A - \frac{1+b}{a} = 0, \quad (213)$$

откуда

$$a = \frac{1}{1+c}, \quad (214)$$

где $c = R_{\text{н}} / R_{\text{вых}} \approx 0$,

или

$$a = \frac{C_{\Phi} R_H}{C_p R_{вх. экв}} = \frac{1}{1 + \frac{R_H}{R_{вх}}} \approx 1. \quad (215)$$

В тех случаях, когда в качестве усилительных приборов применены пентоды, величиной c в выражениях (211) и (212) можно пренебречь. Сопротивление элементов, включенных в цепь входного электрода последующего усилительного прибора ($R_{вх=}$), и входное со-

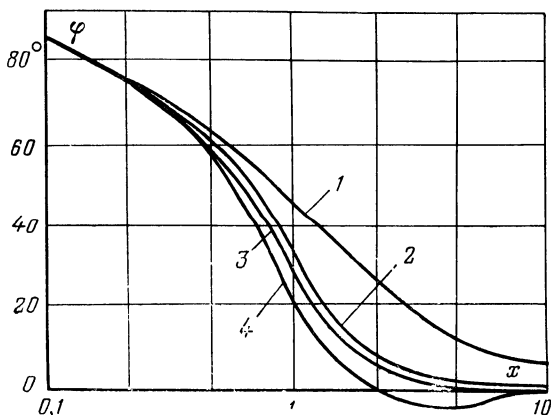


Рис. 69. Семейство фазовых характеристик каскада с низкочастотной коррекцией.

1 — $a = \infty$ (без коррекции); 2 — $a = 1.1$ (случай оптимальной, т. е. максимально плоской, частотной характеристики); 3 — $a = 1.0$ (случай оптимальной фазовой характеристики); 4 — $a = 0.8$ (случай перекомпенсированной фазовой характеристики).

противление $R_{вх}$ обычно значительно превышают сопротивление резистора цепи нагрузки (R_H), поэтому $d = R_H / R_{вх экв} \approx 0$. Сказанное позволяет существенно упростить выражение (21), записав его в виде

$$\varphi = \arctg \frac{(a-1) \frac{1}{x} + (1+b) \frac{1}{x^3}}{a + \frac{a+b+b^2}{a} \frac{1}{x^2}}. \quad (216)$$

Согласно (216) на рис. 69 построено семейство фазовых характеристик усилительного каскада с низкочастотной коррекцией при $b = 0.1$ для некоторых наиболее интересных в инженерной практике случаев [Л. 4, 5].

Из анализа приведенных кривых можно сделать очевидный вывод о том, что каскады, в состав которых входят цепи низкочастотной коррекции с параметром $a=1,0$, целесообразно использовать при построении усилителей, характеризуемых более высоким постоянством времени запаздывания в области низких частот. Кроме того, применение таких каскадов следует рекомендовать для тех случаев, когда по условиям работы в приемно-усилительных устройствах необходима регулировка формы фазовой характеристики в области низких частот или времени запаздывания соответствующих участков спектра усиливаемого колебания. Эта операция осуществляется путем изменения параметров цепи коррекции, в частности сопротивления резистора R_{ϕ} .

26. Фазовая характеристика аperiodического усилителя с простой высокочастотной коррекцией

Обобщенная схема аperiodического усилительного каскада с простой высокочастотной коррекцией представлена на рис. 70, а его эквивалентная схема для области верхних частот, построенная по аналогии с эквивалент-

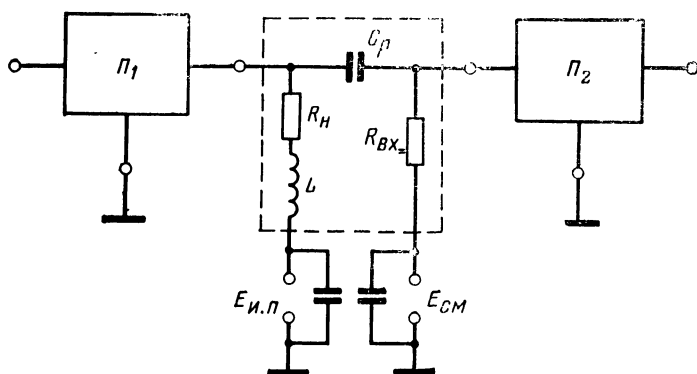


Рис. 70. Обобщенная схема аperiodического резистивно-емкостного каскада с простой высокочастотной коррекцией.

ной схемой простого некорректированного каскада, — на рис. 71,а.

Для удобства аналитического исследования усилителя его эквивалентную схему следует упростить и привести ее к виду, показанному на рис. 71,б [Л. 5]. Тогда

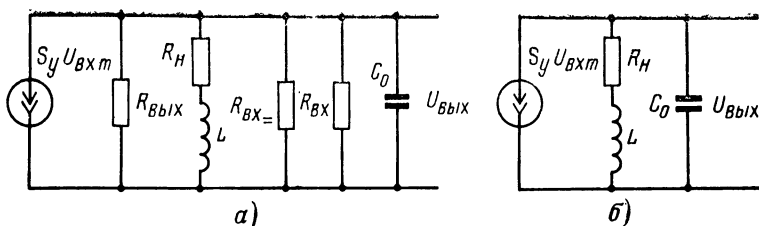


Рис. 71. Эквивалентные схемы резистивно-емкостного каскада с высокочастотной коррекцией.
 а — полная схема; б — упрощенная схема.

на основании известных из теории усилительных устройств методов анализа каскадов с высокочастотной коррекцией может быть написано следующее выражение для комплексного коэффициента передачи по напряжению:

$$\dot{K} = K_0 \frac{1 + jkx}{1 + jx + k(jx)^2}, \quad (217)$$

где $k = L/C_0 R_H^2$ — коэффициент коррекции;

$x = \omega C_0 R_H$ — нормированная частота.

Отсюда нетрудно получить соотношение, определяющее аргумент комплексной передаточной функции каскада, или его фазовую характеристику:

$$\varphi = -\operatorname{arctg} [(1 - k)x + k^2 x^3]. \quad (218)$$

В соответствии с выражением (218) на рис. 72 построены фазовые характеристики каскада с высокочастотной коррекцией для различных значений коэффициента коррекции k .

В тех случаях, когда усилители с коррекцией входят в состав радиотехнических трактов, обладающих по условиям работы минимальными искажениями, большое значение имеет выбор величины коэффициента коррекции.

Известно [Л. 4, 5, 15], например, что при необходимости обеспечить в усилительном каскаде рассматриваемого типа максимально плоскую (или равномерную) частотную характеристику или монотонную (т. е. при отсутствии выброса) переходную характеристику в области малых времен коэффициент коррекции должен иметь следующие значения соответственно:

$$\text{и } \left. \begin{aligned} (k_{\text{опт}})_{\text{ч.х}} &= 0,414 \\ (k_{\text{опт}})_{\text{п.х}} &= 0,25. \end{aligned} \right\} \quad (219)$$

Оптимальное значение коэффициента коррекции, обеспечивающее наивыгоднейшую, т. е. обладающую линейным участком максимальной протяженности, фазовую характеристику, может быть найдено путем иссле-

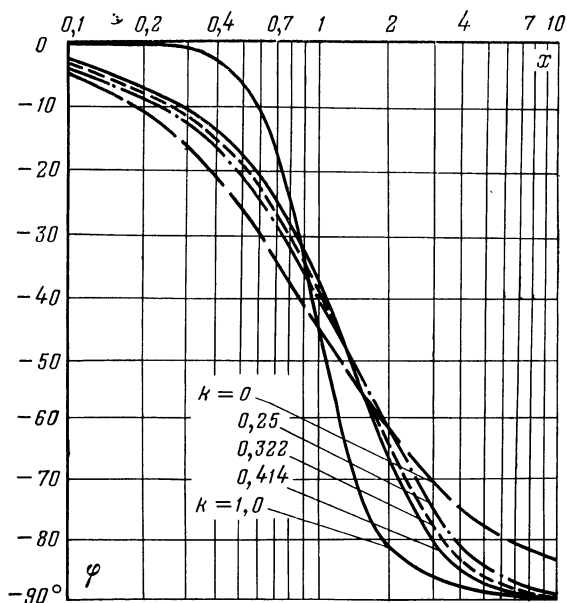


Рис. 72. Фазовые характеристики каскада с высокочастотной коррекцией.

дования выражения для производной фазовой характеристики:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{-(1-k) \left(1 + \frac{3k^2}{1-k} x^2 \right)}{1 + (1-k)^2 x^2 + 2k^2(1-k) x^4 + k^4 x^6} \quad (220)$$

Нетрудно видеть, что обеспечение наибольшей степени постоянства в диапазоне частот величины производной фазовой характеристики, а именно равенство коэффициентов при x^2

$$\frac{3k^2}{1-k} = (1-k)^2, \quad (221)$$

одновременно способствует достижению максимальной протяженности линейного участка самой характеристики.

Таким образом, из уравнения (221) определяется оптимальное значение коэффициента коррекции

$$(k_{\text{опт}})_{\phi, x} = 0,322. \quad (222)$$

Каскады, построенные на основе использования цепей высокочастотной коррекции с параметром коррекции, равным 0,322, обеспечивают наибольшее постоянство времени запаздывания в той области, которая соответствует высокочастотному участку частотной характеристики.

27. Особенности фазовой характеристики транзисторного RC-каскада

Основной особенностью транзисторного RC-каскада (рис. 73, а), отличающей его от лампового, является наличие дополнительного фазового сдвига, обусловленного инерционностью усилительного прибора — транзистора. Что же касается составляющей фазового сдвига, возникающей за счет цепей межкаскадной связи, то между транзисторным и ламповым каскадами сущест-

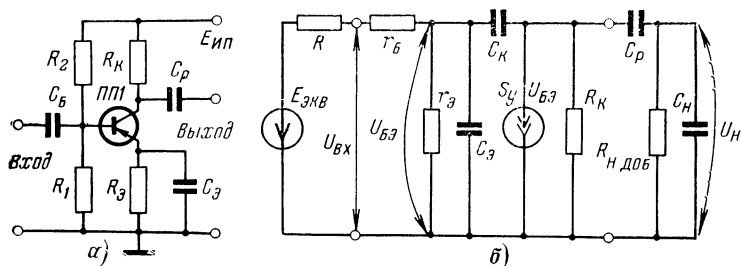


Рис. 73. Транзисторный резистивно-емкостный каскад.

1 — электрическая схема; б — эквивалентная схема.

венных различий нет, так как структура цепей межкаскадной связи принципиально не зависит от типа примененного усилительного прибора.

Выше было показано, что вносимый транзистором фазовый сдвиг должен учитываться начиная с частот, превышающих $(0,05—0,1) f_{\alpha}$. Ясно, что в этом случае определение фазового сдвига каскада в аналитической форме должно производиться на основе использования

более сложной эквивалентной схемы усилительного каскада.

Такая схема представлена на рис 73,б. Здесь r_6 — распределенное сопротивление базы транзистора; r_3 и C_3 — сопротивление и емкость эмиттерного перехода; C_K — емкость коллекторного перехода.

Показанные на эквивалентной схеме внутреннее сопротивление R и э. д. с. источника сигнала $E_{\text{экв}}$ определяются соотношениями

$$E_{\text{экв}} = K_{\text{вх}} E_{\Gamma}; \quad K_{\text{вх}} = R_6 / (R_{\Gamma} + R_6); \quad (223)$$

$$R_6 = R_1 R_2 / (R_1 + R_2); \quad R = R_{\Gamma} R_6 / (R_{\Gamma} + R_6),$$

где E_{Γ} и R_{Γ} — э. д. с. и внутреннее сопротивление источника входного сигнала соответственно.

Если каскад является выходным или промежуточным, то сопротивление $R_{\Gamma} = 0$, $E_{\Gamma} = E_{\text{экв}}$, $R = 0$.

Анализируя эквивалентную схему каскада, нетрудно получить выражение для комплексного коэффициента усиления в области высших частот

$$\dot{K}_{\text{в}} = \frac{\dot{U}_{\text{н}}}{\dot{E}_{\text{экв}}} = K_0 \left/ \left(1 - n_2 \frac{\omega^2}{\omega_p^2} + j n_1 \frac{\omega}{\omega_p} \right) \right. \quad (224)$$

и фазовой характеристики транзисторного каскада

$$\varphi_{\text{в}} = - \arctg \frac{n_1 \omega \omega_p}{\omega_p^2 - n_2 \omega^2}. \quad (225)$$

Здесь n_1 и n_2 — вспомогательные коэффициенты, определяемые следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} n_1 &= \frac{R + r_6}{R + r_6 + r_3} \left[1 + \frac{(1 + SR_{\text{н}}) C_K}{C_3} \right], \quad n_2 = \\ &= \frac{R + r_6}{R + r_6 + r_3} \frac{R_{\text{н}} (C_{\text{н}} + C_K)}{r_3 C_3}, \end{aligned} \quad (226)$$

где $R_{\text{н}} = R_K || R_{\text{н.доб}}$.

Выражения для комплексного коэффициента усиления и фазовой характеристики транзисторного RC-каскада в области низких частот имеют вид:

$$\dot{K}_{\text{н}} = K_0 j \omega \tau_{\text{н}} / (1 + j \omega \tau_{\text{н}}); \quad \varphi_{\text{н}} = \arctg \frac{1}{\omega \tau_{\text{н}}}; \quad (227)$$

здесь $\tau_{\text{н}} = C_{\text{н}} (R_K + R_{\text{н.доб}})$ — постоянная времени каскада в области низких частот.

В тех случаях, когда требуемая точность инженерных расчетов невелика, в приведенных выше соотношениях

можно пренебречь влиянием емкости коллекторного перехода C_K и более удобным оказывается использование понятия комплексной крутизны \dot{S} , равной:

$$\dot{S} = S\dot{K}_{вх}; \quad (228)$$

здесь $\dot{K}_{вх}$ — комплексный коэффициент передачи входной цепи, равный при $R=0$

$$\dot{K}_{вх} = \frac{\omega_S}{\omega_S + j\omega}, \quad (229)$$

где ω_S — частота, на которой модуль крутизны \dot{S} уменьшается на 3 дБ.

Тогда выражения, определяющие коэффициент усиления и фазовую характеристику транзисторного каскада в области высоких частот, имеют вид:

$$\dot{K}_в = \frac{\dot{U}_н}{\dot{E}_1} = K_0 / (1 + j\omega/\omega_S) (1 + j\omega C_n R_n); \quad (230)$$

$$\varphi_в = \varphi_S + \varphi_K = -\arctg \frac{\omega}{\omega_S} - \arctg \omega C_n R_n. \quad (231)$$

Как видно, фазовый сдвиг, вносимый каскадом, состоит из двух слагаемых: первое обусловлено инерционными свойствами транзистора и второе — цепью межкаскадной связи.

При работе усилителя на частотах $\omega > \omega_S$ общий фазовый сдвиг в области высоких частот определяется исключительно инерционностью транзистора, т. е.

$$\varphi_в \approx -\arctg \frac{\omega}{\omega_S}. \quad (232)$$

Если нагрузка ($R_{н.доб}$, C_n) каскада представляет собой входной импеданс транзистора (\dot{Y}_{11}) последующего каскада и при этом удовлетворяется условие

$$R_K \gg R_{н.доб},$$

то комплексный коэффициент передачи и фазовая характеристика каскада описываются следующими выражениями:

$$\dot{K}_в = \frac{\dot{U}_н}{\dot{E}_1} = -\frac{\dot{S}}{\dot{Y}_{11}} = \dot{\beta} = \beta_0 / (1 + j\omega/\omega_\beta); \quad (233)$$

$$\varphi_в = -\arctg \frac{\omega}{\omega_\beta} \quad (234)$$

Отсюда следует, что фазовый сдвиг определяется в этом случае величиной ω_p — граничной частотой усиления по току при включении транзистора по схеме с общим эмиттером.

28. Фазовая характеристика трансформаторного каскада усиления напряжения

Обобщенная электрическая схема трансформаторного каскада усиления напряжения приведена на рис. 74,а;

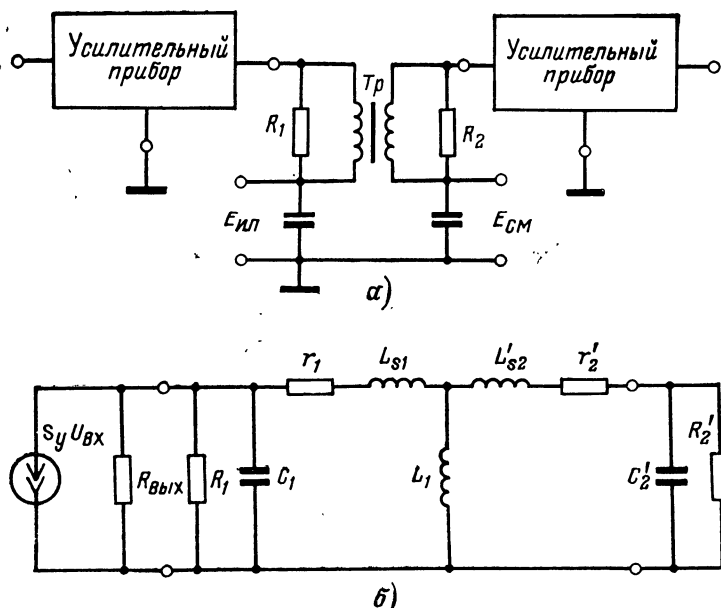


Рис. 74. Трансформаторный каскад усиления напряжения.
а — обобщенная схема; б — эквивалентная схема.

соответствующая ей эквивалентная схема — на рис. 74,б, где $S_y U_{вх}$ — эквивалентный генератор тока, $R_{ввх}$ — выходное сопротивление усилительного прибора, C_1 — выходная суммарная емкость каскада, R_1 и R_2 — резисторы, используемые в некоторых случаях для уменьшения неравномерности фазовой характеристики, r_1 — активное сопротивление первичной обмотки трансформатора, L_{s1} — индуктивность рассеяния первичной обмотки, $L_{s2} =$

$= L'_{s2} n^2$ — индуктивность рассеяния вторичной обмотки, L_1 — индуктивность первичной обмотки трансформатора, $r_2 = r'_2 n^2$ — активное сопротивление вторичной обмотки, $R_2 = R'_2 n^2$; $C_2 = C'_2 n^2$ — входное сопротивление и емкость последующей цепи.

Пренебрегая влиянием конденсатора C_1 , резисторов R_1 и R_2 , получаем следующее выражение для определения коэффициента усиления каскада:

$$K = \frac{S_y R_{вмх} n}{\sqrt{(1 + \omega^2 L_s C'_2) + \left[\omega C'_2 (R_{вмх} + r_1 + r'_2) - \frac{R_{вмх} + r_1}{\omega L_1} \right]^2}}, \quad (235)$$

где $L_s = L_{s1} + L_{s2}$, и фазовую характеристику

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{(R_{вмх} + r_1)/\omega L_1 - \omega C'_2 (R_{вмх} + r_1 + r'_2)}{1 - \omega^2 L_s C'_2}. \quad (236)$$

Фазовая характеристика трансформаторного каскада изображена на рис. 75. Как видно из выражения (236), трансформаторный каскад характеризуется наличием двух резонансов. Один из них наблюдается на частоте f_0 (частоте так называемого квазирезонанса):

$$f_0 = \frac{V(R_{вмх} + r_1)/(R_{вмх} + r_1 + r'_2)}{2\pi n \sqrt{L_1 C_2}} \approx \frac{1}{2\pi n \sqrt{L_1 C_2}}. \quad (237)$$

На этой частоте усилительный каскад имеет нулевой фазовый сдвиг, т. е. $\varphi = 0$.

На частоте второго резонанса, обусловленного индуктивностью рассеяния и входной емкостью последующей цепи,

$$f_s = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_s C'_2}}$$

имеет место перегиб фазовой характеристики (его так называемый резонанс рассеяния).

Так как в области высоких частот можно пренебречь влиянием индуктивности L_1 , то фазовая характеристика будет определяться выражением

$$\varphi_{в} = - \operatorname{arctg} \frac{\omega C'_2 (R_{вмх} + r_1 + r'_2)}{1 - \omega^2 L_s C'_2}. \quad (238)$$

Поскольку в области нижних частот существенно уменьшается сопротивление индуктивности рассеяния, то

выражение (236) также упрощается и фазовая характеристика описывается следующим соотношением:

$$\varphi_n = \operatorname{arctg} \left[\frac{R_{\text{вх}} + r_1}{\omega L_1} - \omega C'_2 (R_{\text{вых}} + r_1 + r'_2) \right]. \quad (239)$$

На рис. 76 приведены фазовые характеристики трансформаторного каскада усиления напряжения для области высоких и низких частот соответственно. Здесь приняты следующие обозначения:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_1 C'_2}}; \quad \tau_{H2} = C'_2 (R_{\text{вых}} + r_1 + r'_2).$$

Наиболее существенным отличием трансформаторного каскада от резистивно-емкостного является то, что из-за наличия распределенных емкости и индуктивности трансформатора каскад в области высоких частот ведет себя подобно цепи неминимально-фазового типа. Это обстоятельство обуславливает, в частности, значительно больший, чем в резистивно-емкостном каскаде, фазовый сдвиг на верхних частотах. Уменьшение фазового сдвига, вносимого каскадом, требует принятия специальных мер.

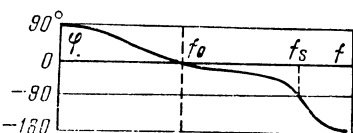


Рис. 75. Фазовая характеристика трансформаторного каскада.

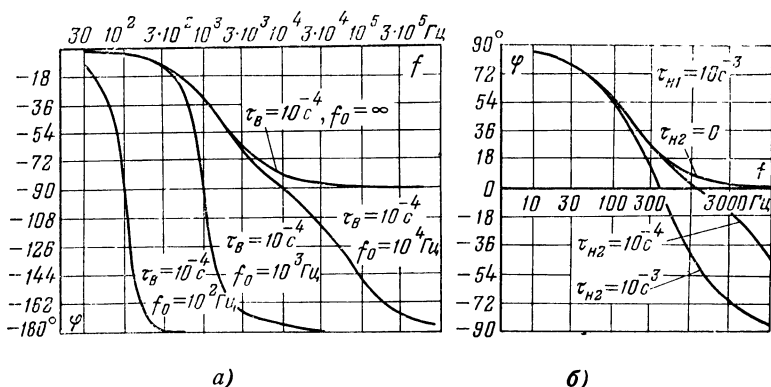


Рис. 76. Фазовые характеристики трансформаторного каскада усиления напряжения.

а — область высоких частот; б — область низких частот.

Так, трансформатор должен обладать малой величиной индуктивности рассеяния, а усилительный прибор по возможности малыми междуэлектродными емкостями.

Фазовая характеристика каскада в области нижних частот практически не отличается по форме от характеристики резистивно-емкостного каскада и определяется величиной постоянной времени τ_{H2} .

29. Фазовая характеристика трансформаторного выходного каскада

Обобщенная схема трансформаторного выходного каскада приведена на рис. 77,а, эквивалентная схема — на рис. 77,б, где $S_y R_{\text{вых}} U_{\text{вх}}$ — эквивалентный генератор напряжения; L_{s1} , L_{s2} — индуктивности рассеяния первичной

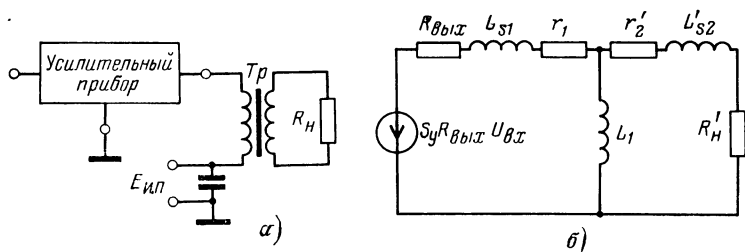


Рис. 77. Трансформаторный выходной каскад.

а — обобщенная схема; б — эквивалентная схема.

и вторичной обмоток трансформатора; r_1 , $r_2 = r'_2 n^2$ — активные сопротивления потерь первичной и вторичной обмоток; $R_H = R'_H n^2$ — сопротивление нагрузки; L_1 — индуктивность первичной обмотки.

В области верхних частот можно пренебречь влиянием индуктивности L_1 . Фазовый сдвиг в этом случае определяется суммарной индуктивностью рассеяния $L_s = L_{s1} + L_{s2}$.

Комплексный коэффициент усиления на высоких частотах определяется выражением

$$\dot{K}_B = K_0 \frac{1}{1 + j \frac{\omega L_s}{R_{\text{вых}} + R'_H + r_1 + r'_2}}, \quad (240)$$

где K_0 — коэффициент усиления на средних частотах, а фазовая характеристика

$$\varphi_B = -\operatorname{arctg} \frac{\omega L_s}{R_{\text{вых}} + R'_H + r_{11} + r'_2}. \quad (241)$$

В области низких частот

$$\dot{K}_H = K_0 \frac{1}{1 - j(R_{H.э}/\omega L_1)}, \quad (242)$$

где $R_{H.э} = (R_{\text{вых}} + r_1) \parallel (r'_2 + R'_H)$;

$$\varphi_H = \operatorname{arctg} \frac{R_{H.э}}{\omega L_1}. \quad (243)$$

Из выражений (241) и (243) можно найти пределы изменения фазового сдвига, вносимого каскадом.

При $\omega \rightarrow \infty$, $\omega \tau_B \rightarrow 0$, $1/\omega \tau_H \rightarrow \infty$ $\varphi_H \rightarrow +90^\circ$; $\omega \rightarrow \infty$, $\omega \tau_B \rightarrow \infty$, $1/\omega \tau_H \rightarrow 0$ $\varphi_B \rightarrow -90^\circ$; $\omega = 1/\sqrt{\tau_B \tau_H}$ $\varphi \rightarrow 0$, где $\tau_H = L_1/R_{H.э}$; $\tau_B = L_s/(R_{\text{вых}} + R'_H + r_1 + r'_2)$.

На рис. 78 приведены фазовые характеристики выходного трансформаторного каскада в области высоких и низких частот.

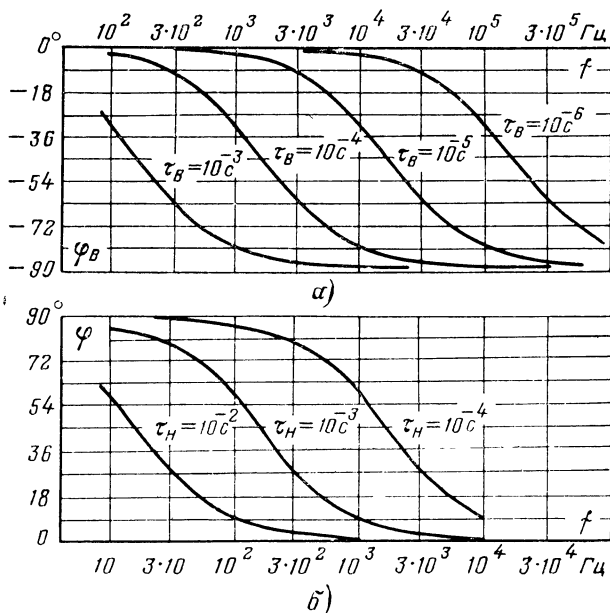


Рис. 78. Фазовые характеристики трансформаторного выходного каскада.

а — область высоких частот; б — область низких частот.

30. Определение времени запаздывания в апериодическом усилителе

Используя выражение (210), описывающее фазовую характеристику простейшего апериодического каскада в области верхних частот, нетрудно найти зависимость времени запаздывания от частоты:

$$\tau_3 = - \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} = - \frac{-\tau_B}{1 + \omega^2 \tau_B^2}, \quad (244)$$

где $\tau_B = 1/\omega_B$.

Если основная часть спектра усиливаемого сигнала сосредоточена в пределах полосы пропускания, где фазочастотную характеристику можно считать примерно линейной, то время запаздывания в каскаде может быть найдено в предположении, что достаточно точно выполняется условие $\omega < \omega_B$, а именно

$$\tau_{30} = \left. \frac{-\tau_B}{1 + \omega^2 \tau_B^2} \right|_{\omega < \omega_B} = -\tau_B = -C_0 R_{н.э.кв} \parallel R_{вх.э.кв}. \quad (245)$$

Из (245) следует, что время запаздывания усиливаемого сигнала на частоте, близкой к частоте квазирезонанса, определяется постоянной времени каскада в области верхних частот. Ясно, однако, что по мере приближения частоты сигнала к верхней граничной частоте время запаздывания уменьшается, т. е. имеет место его нестабильность.

Нестабильность времени запаздывания $\Delta\tau_3$ в апериодическом каскаде можно вычислить по формуле

$$\Delta\tau_3 = \tau_3 - \tau_{30} = \frac{\omega^2 \tau_B^3}{1 + \omega^2 \tau_B^2}, \quad (246)$$

в соответствии с которой на рис. 79,а построена зависимость величины $\Delta\tau_3$ от частоты.

Время запаздывания в каскаде с простой высокочастотной коррекцией определяется по формуле, полученной в результате дифференцирования (218):

$$\tau_3 = \frac{(k-1)\tau_B - 3k^2\tau_B^3\omega^2}{1 + [(1-k)\tau_B\omega + k^2\tau_B^3\omega^3]^2}, \quad (247)$$

где $\tau_B = C_0 R_{н.}$

Действуя по аналогии с предыдущим случаем и принимая $\omega \ll \omega_B$, можно найти обусловленное каскадом вре-

мя запаздывания сигнала на частотах, близких к частоте квазирезонанса:

$$\tau_{30} = -(1-k)\tau_B.$$

Как видно, время запаздывания зависит от величины коэффициента коррекции: при $k=0,414$, что обеспечивает максимально плоскую частотную характеристику, $\tau_{30} = -0,59\tau_B$; при $k=0,322$, что обеспечивает максимальную линейность фазовой характеристики, $\tau_{30} = -0,68\tau_B$.

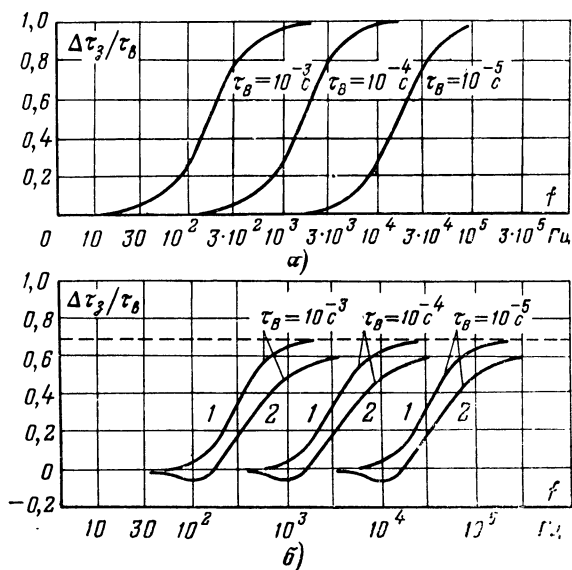


Рис. 79. Зависимость нестабильности времени запаздывания аperiodического каскада от частоты. а — для некорректированного каскада; б — для каскада с высокочастотной коррекцией.

Нестабильность времени запаздывания $\Delta\tau_3$ каскада с простой высокочастотной коррекцией может быть определена на основании следующего выражения:

$$\Delta\tau_3 = \tau_3 - \tau_{30} = \tau_B \left[(1-k) + \frac{(k-1) - 3k^2\tau_B^2\omega^2}{1 + [(1-k)\tau_B\omega + k^2\tau_B^3\omega^3]^2} \right]. \quad (248)$$

В соответствии с ним на рис. 79,б построены кривые, позволяющие количественно определить нестабильность

времени запаздывания в каскаде с высокочастотной коррекцией. На этом рисунке индекс 1 соответствует $k=0,322$, индекс 2 — $k=0,414$. Время запаздывания в трансформаторном выходном каскаде и его нестабильность находятся согласно формулам

$$\tau_s = \frac{-L_s (R_{\text{вых}} + R'_H + r_1 + r'_2)}{\omega^2 L_s^2 + (R_{\text{вых}} + R'_H + r_1 + r'_2)^2}; \quad (249)$$

$$\tau_{30} = -\frac{L_s}{R_{\text{вых}} + R'_H + r_1 + r'_2}; \quad (250)$$

$$\Delta\tau_3 = \frac{L_s}{R_{\text{вых}} + R'_H + r_1 + r'_2} \left[\frac{\omega^2 L_s^2}{(R_{\text{вых}} + R'_H + r_1 + r'_2)^2 + \omega^2 L_s^2} \right]. \quad (251)$$

Как видно, нестабильность времени запаздывания в трансформаторном выходном каскаде может быть

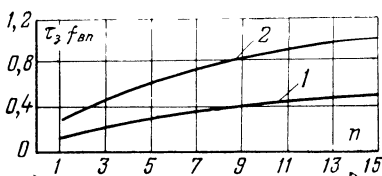


Рис. 80. Зависимость времени запаздывания на частоте нулевого фазового сдвига от числа каскадов.

1 — для некорректированного апериодического каскада; 2 — для корректированного усилителя при $k=0,414$.

оценена при помощи того же соотношения, что и в резистивно-емкостном каскаде.

Время запаздывания в многокаскадном усилителе определяется как сумма некоторого числа составляющих, равного числу каскадов. Предполагая, что все каскады идентичны, в процессе расчета могут быть использованы следующие формулы:

для резистивно-емкостного апериодического усилителя без коррекции

$$\tau_{3n} = \frac{1}{f_{3n}} 0,159n \sqrt{2^{1/n} - 1}; \quad (252)$$

для усилителя с высокочастотной коррекцией при $k=0,414$

$$\tau_{3n} = \frac{1}{f_{3n}} 0,0931n \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(2^{1/n} - 1) \left[1 + \frac{23,3}{2^{1/n} - 1} \right]}; \quad (253)$$

здесь n — число каскадов, f_{3n} — верхняя граничная частота многокаскадного усилителя.

В соответствии с выражениями (252) и (253), определяющими время запаздывания на частоте нулевого фазового сдвига, на рис. 80 построены кривые зависимости $\tau_{з\text{ в } n} = \psi(n)$. Приведенные кривые могут быть использованы при технических расчетах усилителей.

Глава шестая

Фазовые характеристики усилительных устройств резонансного типа

31. Фазовая характеристика резонансного усилительного каскада

Анализ фазовых свойств резонансного каскада, обобщенная схема которого изображена на рис. 81,а, производится на основании изложенной в § 23 методики и начинается с составления эквивалентной схемы. Полная и упрощенная эквивалентные схемы каскада представлены на рис. 81,б и в.

Переход от полной эквивалентной схемы к упрощенной осуществляется при условии, что емкость разделительного конденсатора велика по сравнению с емкостью контура, т. е.

$$C_p \gg C_0, \quad (254)$$

и путем введения эквивалентных значений сопротивления и емкости колебательного контура

$$R_{\text{к. экв}} = \frac{1}{1/R_{\text{вмх}} + 1/R_{\text{к}} + 1/R_{\text{вх}} + 1/R_{\text{вх}}} \quad (255)$$

и

$$C_{\text{к. экв}} = C_{\text{конт}} + C_{\text{вых}} + C_{\text{вх}} + C_{\text{м1}} + C_{\text{м2}}. \quad (256)$$

Итак, резонансный усилительный каскад сведен к эквивалентной ему по частотно-фазовым свойствам простейшей электрической цепи — параллельному колебательному контуру. Поскольку свойствами последнего и определяются особенности поведения каскада в диапазоне частот, то для аналитического описания характеристик усилителя могут быть применены формулы, известные из теории резонансных цепей.

Как известно, комплексная частотная характеристика усилительного каскада с параллельным колебательным контуром в составе цепи межкаскадной связи является при условии сравнительно узкой полосы пропускания симметричной относительно резонансной частоты и определяется следующим выражением:

$$Y(j\omega) = \frac{1}{1 + ja}. \quad (257)$$

Соответственно для фазовой характеристики каскада, построенного с включением усилительного прибора по

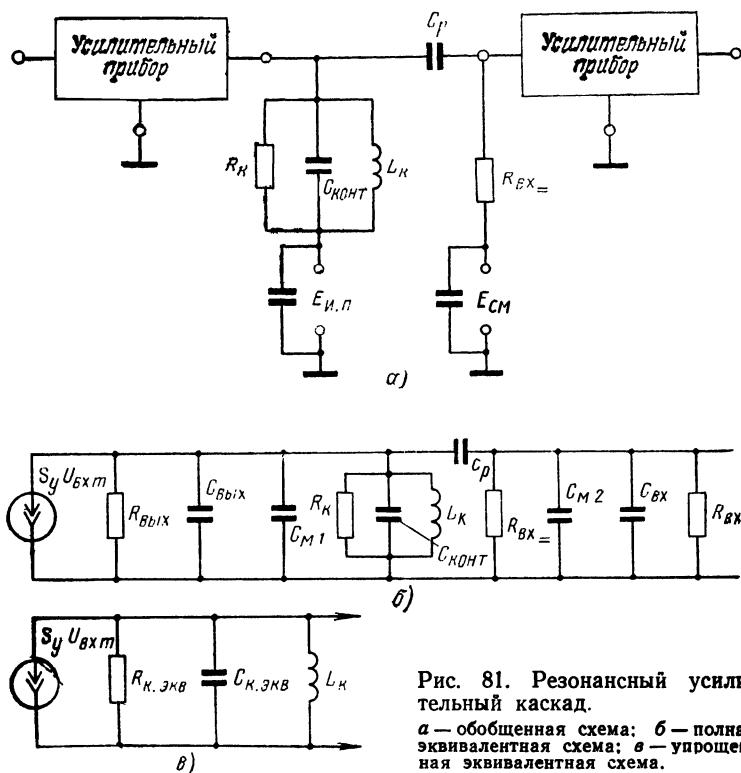


Рис. 81. Резонансный усилительный каскад.

а — обобщенная схема; б — полная эквивалентная схема; в — упрощенная эквивалентная схема.

схеме с общим эмиттирующим электродом, может быть написано

$$\varphi(\omega) = 180^\circ + \varphi_a(\omega) - \arctg \alpha; \quad (258)$$

здесь $\alpha = 2\Delta f / \Delta F$ — обобщенная расстройка; Δf — абсолютное значение расстройки усилителя относительно частоты усиливаемого колебания; ΔF — ширина полосы пропускания, определяемая на уровне $1/\sqrt{2}$ по нормированной частотной характеристике.

Построенная в соответствии с выражением (258) относительная (т. е. без учета фазового сдвига, вносимого усилительным прибором) фазовая характеристика показана на рис. 82. Как видно, в пределах полосы пропускания, т. е. при изменении обобщенной расстройки от -1 до $+1$, обусловленный действием цепи межкаскадной связи фазовый сдвиг изменяется от $+45^\circ$ до -45° , а отклонение фазовой характеристики от линейного закона весьма незначительно. Это одно из важнейших свойств резонансного усилителя.

За пределами полосы пропускания фазовая характеристика резонансного каскада является криволинейной.

Для того, чтобы дать инженерно обоснованные рекомендации по применению передаточных цепей вообще и резонансных усилителей в частности, в так называемых фазовых системах необходимо в первую очередь оценить степень отклонения фазовой характеристики того или иного реального устройства от линейной функции вида $y = kx$. Другими словами, необходимо определить величину фазовых искажений, вносимых передаточной цепью. Ясно, что для реальных цепей сделать это путем определения абсолютных величин фазового сдвига довольно трудно из-за значительных ошибок. Более целесообразным представляется определение особенностей поведения в диапазоне частот относительной величины — производной фазовой характеристики (или времени дифференциального фазового запаздывания). Как очевидно, чем значительнее нелинейность фазовой характеристики усилителя, тем в большей степени кривая зависимости вре-

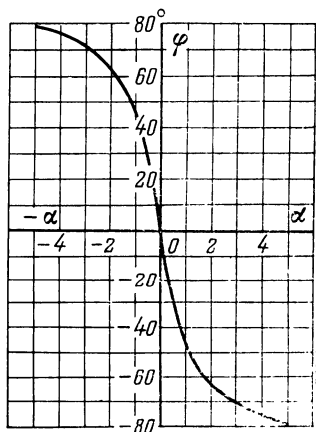


Рис. 82. Фазовая характеристика резонансного каскада.

мени запаздывания от частоты отклоняется от прямой линии, параллельной оси абсцисс. Определению этих отклонений и посвящен следующий раздел.

32. Время запаздывания сигнала в резонансном усилителе

Время дифференциального запаздывания в резонансном каскаде в предположении, что оно обусловлено лишь цепью межкаскадной связи, определяется соотношением

$$\tau = \frac{1}{1 + \alpha_s^2} \tau_a, \quad (259)$$

где $\alpha_s = 2\Delta f Q / f_p$ — обобщенная расстройка резонансного каскада; $\tau_a = Q / \pi f_p$ — постоянная времени, с которой затухает амплитуда свободных колебаний в контуре.

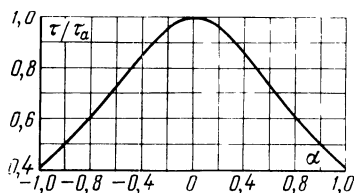


Рис. 83. Зависимость времени дифференциального запаздывания в резонансном каскаде от обобщенной расстройки.

Нормированная по τ_a зависимость времени дифференциального запаздывания в резонансном каскаде (без учета задержки, вносимой усилительным прибором) от обобщенной расстройки α_s приведена на рис. 83 и свидетельствует о том, что время запаздывания изменяется в пределах полосы. Как видно, на резонансной частоте ($f = f_p$, $\alpha_s = 0$) время запаздывания имеет максимальную величину, т. е.

$$\tau(f_p) = \tau_a, \quad (260)$$

или после несложных преобразований

$$\tau(f_p) = \frac{1}{\pi \Delta F_i}, \quad (261)$$

где ΔF_i — ширина полосы пропускания каскада (на уровне 3 дБ).

Рассчитанный согласно (261) график зависимости времени запаздывания в каскаде от ширины полосы пропускания приведен на рис. 84,а.

Выражение (261) наглядно иллюстрирует сформулированное выше положение о наличии в цепях минималь-

но-фазового типа (к числу этих цепей принадлежит резонансный усилитель) вполне определенных связей между частотной и фазовой характеристиками. Как видно, задание параметра, описывающего ту или иную характеристику усилителя: времени запаздывания, которое

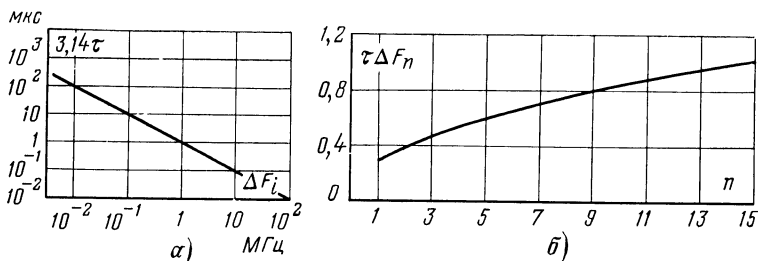


Рис. 84. Зависимость времени запаздывания в резонансном каскаде от ширины полосы пропускания (а) и от числа каскадов (б).

определяется крутизной фазовой характеристики на резонансной частоте, или ширины полосы пропускания, — однозначно определяет форму другой характеристики.

Фазовые искажения, возникающие в резонансном каскаде, количественно оцениваются изменениями времени запаздывания в полосе пропускания. Непостоянство величины τ в полосе пропускания каскада, которое определяется как разность между максимальным значением времени запаздывания, измеряемым на резонансной частоте, и минимальным его значением, измеряемым на краю полосы ($\alpha_{\text{гр}} = \pm 1$), составит:

$$\Delta\tau = \frac{\tau_a}{2} = \frac{1}{2\pi\Delta F_i}. \quad (262)$$

Время дифференциального запаздывания в n -каскадном резонансном усилителе может быть найдено как сумма соответствующего числа составляющих (τ_i), каждая из которых обусловлена работой отдельного каскада:

$$\tau_n(f) = \sum_{i=1}^n \tau_i. \quad (263)$$

Для усилителя, который построен из одинаковых каскадов, при допустимом для каждого каскада значении неравномерности частотной характеристики $\sigma = \sqrt[n]{2}$ максимальное и минимальное значение времени запаздыва-

ния и его непостоянство в полосе пропускания соответственно определяются выражениями

$$\tau_{n \text{ макс}} = n\tau_a = \frac{n}{\pi\Delta F_i} = n \frac{\alpha_{\text{гр}}(n)}{\pi\Delta F_n}; \quad (264)$$

$$\begin{aligned} \tau_{n \text{ мин}} &= \frac{n\tau_a}{1 + \alpha_{\text{гр}}^2(n)} = \frac{n}{1 + \alpha_{\text{гр}}^2(n)} \frac{1}{\pi\Delta F_i} = \\ &= \frac{n\alpha_{\text{гр}}(n)}{1 + \alpha_{\text{гр}}^2(n)} \frac{1}{\pi\Delta F_n}; \end{aligned} \quad (265)$$

$$\begin{aligned} \Delta\tau_n &= \frac{n\alpha_{\text{гр}}^2(n)\tau_a}{1 + \alpha_{\text{гр}}^2(n)} = \frac{n\alpha_{\text{гр}}^2(n)}{1 + \alpha_{\text{гр}}^2(n)} \frac{1}{\pi\Delta F_i} = \\ &= \frac{n\alpha_{\text{гр}}^3(n)}{1 + \alpha_{\text{гр}}^2(n)} \frac{1}{\pi\Delta F_n}, \end{aligned} \quad (266)$$

где ΔF_n — ширина полосы пропускания (на уровне 3 дБ) n -каскадного усилителя; $\alpha_{\text{гр}}(n)$ — обобщенная расстройка, соответствующая граничным частотам полосы пропускания усилителя, причем

$$\alpha_{\text{гр}}(n) = \sqrt{2^{1/n} - 1}.$$

График зависимости времени запаздывания резонансного усилителя от числа каскадов представлен на рис. 84,б.

33. Фазовая характеристика усилителя с двухконтурным фильтром

При построении избирательных приемно-усилительных трактов находят применение различные модификации каскадов с двухконтурными фильтрами, отличающимися характером исполнения цепи связи между контурами, способами соединения с усилительным прибором и съема выходного сигнала. Ниже рассматриваются фазовые свойства двух довольно распространенных вариантов усилительных каскадов с двухконтурным фильтром при трансформаторной связи между контурами.

Обобщенные схемы каскадов, различающихся структурой цепи межкаскадной связи и характеризующихся съемом усиленного колебания с первого и второго контуров связанной системы, изображены на рис. 85,а и б. Полная и упрощенная эквивалентные высокочастотные схемы замещения каскадов, позволяющие провести ана-

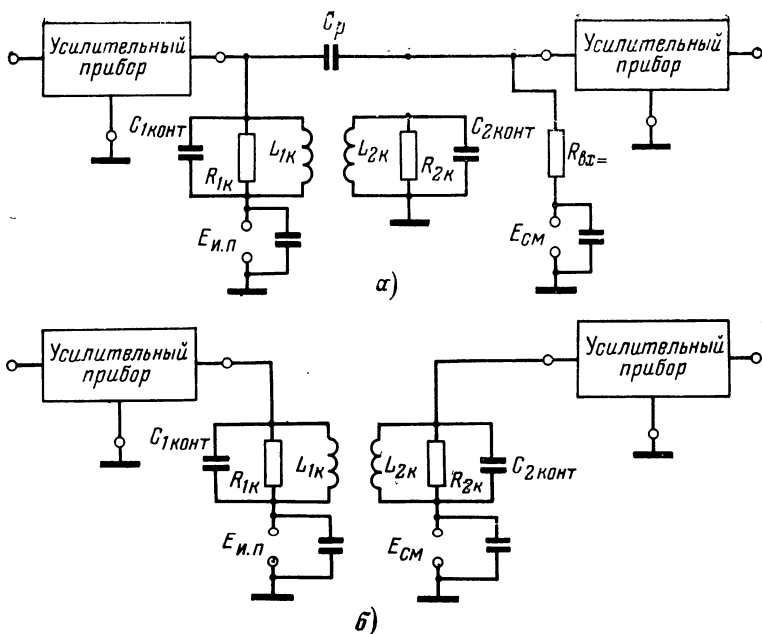


Рис. 85. Обобщенные схемы каскадов с двухконтурными полосовыми фильтрами.

а — при снятии сигнала с первого контура; б — при снятии сигнала со второго контура.

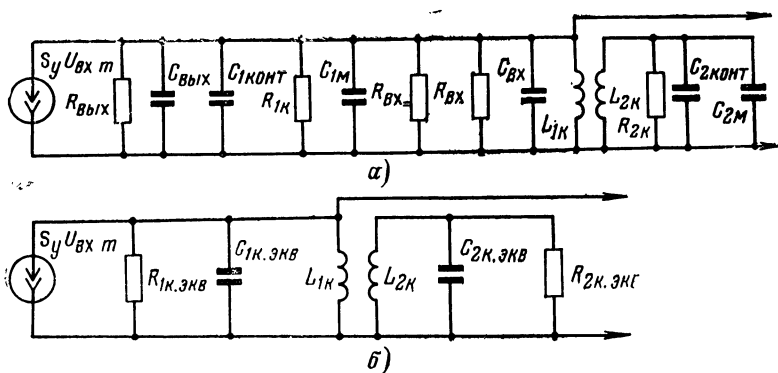


Рис. 86. Эквивалентные схемы каскада с двухконтурными полосовыми фильтрами при снятии сигнала с первого контура.

а — полная схема; б — упрощенная схема.

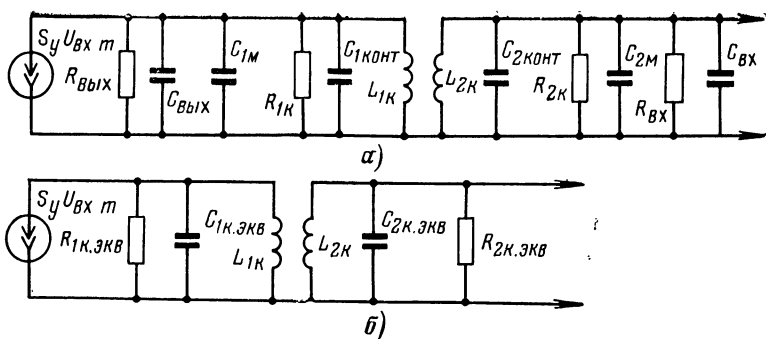


Рис. 87. Эквивалентные схемы каскада с двухконтурными полосовыми фильтрами при снятии сигнала со второго контура.
а — полная схема; б — упрощенная схема.

лиз из фазовых характеристик по методике, изложенной в § 23, соответственно представлены на рис. 86 и 87. Причем эквивалентные значения сопротивления и емкости первого и второго контуров связанной системы определяются:

для схемы рис. 85, а

$$R_{1к.экв} = \frac{1}{1/R_{ввх} + 1/R_{1к} + 1/R_{вх} + 1/R_{вх}}; \quad R_{2к.экв} = R_{2к}; \quad (267)$$

$$C_{1к.экв} = C_{1конт} + C_{ввх} + C_{вх} + C_{м1}; \quad C_{2к.экв} = C_{2конт} + C_{2м}; \quad (268)$$

для схемы рис. 85, б

$$R_{1к.экв} = \frac{1}{1/R_{ввх} + 1/R_{1к}}; \quad R_{2к.экв} = \frac{1}{1/R_{2к} + 1/R_{вх}}; \quad (269)$$

$$C_{1к.экв} = C_{1конт} + C_{ввх} + C_{1м}; \quad C_{2к.экв} = C_{2конт} + C_{вх} + C_{2м}. \quad (270)$$

Фазовая характеристика усилительного каскада с полосовым фильтром при включении усилительного прибора с общим эмиттирующим электродом записывается в соответствии с выражениями (78) и (79) и высокочастотными схемами замещения рис. 86 и 87 следующим образом:

для каскада, обобщенная схема которого изображена на рис. 85, а,

$$\varphi_I = 180^\circ + \varphi_a - \arctg \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{1 + A^2 - \alpha_1 \alpha_2} + \arctg \alpha_2; \quad (271)$$

для каскада, обобщенная схема которого изображена на рис. 85, б,

$$\varphi_{II} = 180^\circ + \varphi_a - \arctg \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{1 + A^2 - \alpha_1 \alpha_2} + \pi/2. \quad (272)$$

При этом в выражении (272) в случае емкостной связи между контурами знак перед $\pi/2$ необходимо поменять на противоположный. (Здесь и далее индекс I относится к параметрам каскада — фазовому сдвигу и времени дифференциального запаздывания, определяемым при съеме выходного колебания с первого контура связанной системы, а индекс II — при съеме выходного колебания со второго контура.)

Выражения (271) и (272) справедливы для любых настроек контуров связанной системы и любых соотношений между величинами их добротности при сравнительно малом изменении частоты входного сигнала относительно резонансной частоты контуров $[f/f_p \rightarrow 1, (f-f_p)/f_p \ll 1]$.

При абсолютно идентичных контурах связанной системы ($Q_1=Q_2=Q$, $f_{p1}=f_{p2}=f$) (этот случай наиболее часто встречается в инженерной практике) выражения для фазовых характеристик запишутся в следующем виде:

$$\varphi_I = 180^\circ + \varphi_a - \operatorname{arctg} \frac{2\alpha}{1+A^2-\alpha^2} + \operatorname{arctg} \alpha; \quad (273)$$

$$\varphi_{II} = 180^\circ + \varphi_a - \operatorname{arctg} \frac{2\alpha}{1+A^2-\alpha^2} \pm \frac{\pi}{2}. \quad (274)$$

Фазовые характеристики усилительного каскада с системой связанных идентичных контуров φ_I и φ_{II} , построенные при пренебрежении фазовым сдвигом, вносимым усилительным прибором, представлены соответственно на рис. 24,а и б. При этом на рис. 24,б по оси ординат отложена величина φ_{II} , отличающаяся от реальной на угол $\pm\pi/2$. При емкостной связи между контурами для определения величины фазового сдвига кривую φ_{II} надо сдвинуть вверх на $\pi/2$, а при индуктивной — опустить на такую же величину вниз.

Преимуществом усилительного каскада со съемом выходного колебания с первого контура связанной системы является то, что крутизна фазовой характеристики меньше, чем в каскаде, построенном по принципу съема колебания со второго контура. Так, при критических величинах фактора связи (они соответственно равны $A_{кр I}=0,49$, $A_{кр II}=1$) крутизна фазовых характеристик при малых расстройках определяется из равенств $d\varphi_I/d\alpha = -0,61$, $d\varphi_{II}/d\alpha = -1,0$. Это означает что при съеме выходного сигнала с первого контура связанной

системы время дифференциального запаздывания каскада оказывается значительно меньшим.

Указанное обстоятельство имеет особенно важное значение при построении усилительных трактов, обладающих малыми временами задержки усиливаемых колебаний и тем самым обеспечивающих повышенное (по сравнению с усилителями, построенными на основе использования других разновидностей цепей межкаскадной связи) быстродействие тех радиотехнических комплексов, в составе которых они работают.

34. Время запаздывания в усилителе с полосовыми фильтрами

Время дифференциального запаздывания в каскаде с двухконтурным полосовым фильтром определяется общими методами в соответствии со следующим соотношением:

$$\tau = - \frac{d\varphi}{d\omega} = \frac{\partial \varphi}{\partial \alpha_1} \frac{\partial \alpha_1}{\partial \omega} + \frac{\partial \varphi}{\partial \alpha_2} \frac{\partial \alpha_2}{\partial \omega} + \frac{\partial \varphi}{\partial A} \frac{\partial A}{\partial \omega}. \quad (275)$$

Для наиболее важного в практике случая, когда резонансная частота системы связанных контуров f_p незначительно отличается от частоты внешнего воздействия (т. е. $f/f_p \approx 1$, $(f - f_p)/f_p \ll 1$), время запаздывания в усилительном каскаде, найденное на основании написанных выше соотношений (без учета запаздывания в усилительном приборе), определяется следующим образом:

$$\tau_I = \frac{(1 + A^2 + \alpha_2^2) \tau_{a1} + (1 + A^2 + \alpha_1^2) \tau_{a2}}{(1 + A^2 - \alpha_1 \alpha_2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2} - \frac{\tau_{a2}}{1 + \alpha_2^2}; \quad (276)$$

$$\tau_{II} = \frac{(1 + A^2 + \alpha_2^2) \tau_{a1} + (1 + A^2 + \alpha_1^2) \tau_{a2}}{(1 + A^2 - \alpha_1 \alpha_2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2}, \quad (277)$$

где $\tau_{a1} = Q_1/\pi f_{p1}$, $\tau_{a2} = Q_2/\pi f_{p2}$ — постоянные времени, с которыми затухает амплитуда свободных колебаний в первом и втором изолированных эквивалентных контурах.

Выражения (276) и (277) позволяют определить время запаздывания и его зависимость от параметров системы связанных контуров и величины их расстройки относительно частоты сигнала; при этом имеется в виду, что элемент связи между контурами является чисто реактивным.

Наиболее широкое распространение при построении избирательных усилителей получили системы связанных контуров, состоящие из идентичных контуров ($Q_1=Q_2=Q$, $f_{p1}=f_{p2}=f_p$, $\alpha_1=\alpha_2=\alpha$, $\tau_{a1}=\tau_{a2}=\tau_a$). В этом случае выражения (276) и (277) упрощаются и могут быть приведены к виду

$$\tau_I = \left[\frac{2(1+A^2+\alpha^2)}{(1+A^2-\alpha^2)^2+4\alpha^2} - \frac{1}{1+\alpha^2} \right] \tau_a; \quad (278)$$

$$\tau_{II} = \frac{2\tau_a(1+A^2+\alpha^2)}{(1+A^2-\alpha^2)^2+4\alpha^2}. \quad (279)$$

Выражения (278) и (279) дают возможность провести исчерпывающее исследование зависимости времени запаздывания каскада от изменений параметров двухконтурного полосового фильтра.

Исследование выражения (279) на экстремум показывает, что кривая зависимости $\tau_{II}(\alpha)$ имеет два максимума, если имеет место неравенство $A > 1/\sqrt{3}$ и один максимум при $A \leq 1/\sqrt{3}$. Кроме того, анализ выражения (279) показывает, что время запаздывания при $A > 1/\sqrt{3}$ имеет минимум на частоте, соответствующей середине полосы пропускания, т. е. при $\alpha=0$, и достигает максимума при обобщенных расстройках, значения которых определяются из соотношения

$$\alpha_{1,2} = \pm \sqrt{2A\sqrt{A^2+1} - (1+A^2)}. \quad (280)$$

В большинстве случаев к избирательным усилителям высокой и промежуточной частоты предъявляется требование минимальных частотных искажений. Поэтому двухконтурная система обычно строится таким образом, чтобы в ней обеспечивалась критическая величина фактора связи ($A_{кр II}=1$), при которой частотная характеристика имеет вид одnogорбой кривой. Ясно, что такой режим настройки цепи межкаскадной связи невыгоден с точки зрения обеспечения минимальных фазовых искажений. Действительно, кривая зависимости времени запаздывания таких каскадов от частоты является двугорбой, т. е. имеет место неравномерность временного запаздывания различных участков спектра усиливаемого колебания.

Из выражения (279) с учетом (280) нетрудно найти максимальное и минимальное значения времени запа-

здывания, а также его непостоянство в полосе пропускания ($\alpha_{гр} = \pm 1,41$) каскада (при $A_{кр II} = 1$):

$$\tau_{II \text{ макс}} = \frac{\tau_a}{2(\sqrt{2}-1)}; \quad (281)$$

$$\tau_{II \text{ мин}} = \tau_a; \quad (282)$$

$$\Delta\tau_{II} = \left[\frac{1}{2(\sqrt{2}-1)} - 1 \right] \tau_a. \quad (283)$$

Время запаздывания многокаскадного усилителя, построенного с применением идентичных каскадов рассматриваемого типа, определяется как сумма компонентов, каждая из которых обусловлена отдельным каскадом. Для усилителя с n одинаковыми каскадами при $A=1$ максимальное и минимальное значения времени запаздывания и его непостоянство в пределах полосы пропускания определяются следующими соотношениями:

$$\tau_{II \text{ } n \text{ макс}} = \frac{n\tau_a}{2(\sqrt{2}-1)}; \quad (284)$$

$$\tau_{II \text{ } n \text{ мин}} = n\tau_a; \quad (285)$$

$$\Delta\tau_{II \text{ } n} = n \left[\frac{1}{2(\sqrt{2}-1)} - 1 \right] \tau_a. \quad (286)$$

Учитывая, что $\tau_a = 1/\pi\Delta F_1$ и ширина полосы пропускания n -каскадного усилителя ΔF_n , состоящего из идентичных каскадов, связана с ΔF_1 соотношением

$$\Delta F_n = \alpha_{гр}(n, A)\Delta F_1, \quad (287)$$

преобразуем выражения (284) — (286) к виду

$$\tau_{II \text{ } n \text{ макс}} = \frac{n\alpha_{гр}(n, A)}{\sqrt{2}-1} \frac{1}{2\pi\Delta F_n}; \quad (288)$$

$$\tau_{II \text{ } n \text{ мин}} = n\alpha_{гр}(n, A) \frac{1}{\pi\Delta F_n}; \quad (289)$$

$$\Delta\tau_{II} = n\alpha_{гр}(n, A) \left[\frac{1}{2(\sqrt{2}-1)} - 1 \right] \frac{1}{\pi\Delta F_n}. \quad (290)$$

При этом

$$\alpha_{гр}(A, n) = \pm \sqrt{(A^2-1) + (A^2+1)\sqrt{2^{1/n} - \frac{4A^2}{(1+A^2)^2}}}. \quad (291)$$

В случае $1 > A > 1/\sqrt{3}$ минимальное значение времени запаздывания в усилителе наблюдается на границе

полосы пропускания, которой соответствует обобщенная расстройка $\alpha_{\text{гр}}(A, n)$, определяемая выражением (291). При $A > A_{\text{кр}} = 1$ минимальное (на резонансной частоте) и максимальное значения времени запаздывания и его непостоянство в полосе пропускания определяются следующими соотношениями:

$$\tau_{\text{II } n \text{ мин}} = \frac{2n\alpha_{\text{гр}}(A, n)}{1 + A^2} \frac{1}{\pi\Delta F_n}; \quad (292)$$

$$\tau_{\text{II } n \text{ макс}} = \frac{n\alpha_{\text{гр}}(A, n)}{2A(\sqrt{A^2 + 1} - A)} \frac{1}{\pi\Delta F_n}; \quad (293)$$

$$\Delta\tau_{\text{II } n} = n\alpha_{\text{гр}}(A, n) \left[\frac{1}{2A\sqrt{A^2 + 1} - A} - \frac{2}{1 + A^2} \right] \frac{1}{\pi\Delta F_n}; \quad (294)$$

здесь граничные значения обобщенной расстройки могут быть найдены из выражения

$$\alpha_{\text{гр}}(A, n) = \pm \sqrt{(A^2 - 1) + 2A\sqrt{2^{1/n} - 1}}. \quad (295)$$

Зависимость $\tau_{\text{II}}(\alpha)$ при $A \leq 1/\sqrt{3}$, как указывалось выше, имеет один максимум при $\alpha = 0$. Максимальное (при $\alpha = 0$) и минимальные значения времени запаздывания, а также его непостоянство в полосе пропускания (на уровне 3 дБ) для n -каскадного усилителя, построенного из идентичных каскадов с полосовыми фильтрами при $A \leq 1/\sqrt{3}$, определяются выражениями

$$\tau_{\text{II } n \text{ макс}} = \frac{2n\alpha_{\text{гр}}(A, n)}{1 + A^2} \frac{1}{\pi\Delta F_n}; \quad (296)$$

$$\tau_{\text{II } n \text{ мин}} = \frac{2n\alpha_{\text{гр}}(A, n) [1 + A^2 + \alpha_{\text{гр}}^2(A, n)]}{[1 + A^2 - \alpha_{\text{гр}}^2(A, n)]^2 + 4\alpha_{\text{гр}}^2(A, n)} \frac{1}{\pi\Delta F_n}; \quad (297)$$

$$\Delta\tau_{\text{II}} = 2n\alpha_{\text{гр}}(A, n) \left[\frac{1}{1 + A^2} - \frac{1 + A^2 + \alpha_{\text{гр}}^2(A, n)}{[1 + A^2 - \alpha_{\text{гр}}^2(A, n)]^2 + 4\alpha_{\text{гр}}^2(A, n)} \right] \frac{1}{\pi\Delta F_n}. \quad (298)$$

При этом обобщенная расстройка $\alpha_{\text{гр}}(A, n)$, соответствующая граничным частотам полосы пропускания, определяется согласно (291).

Зависимость времени запаздывания сигнала в усилителе с полосовым фильтром при съеме сигнала с перво-

го контура связанной системы при различных значениях фактора связи A описывается выражением (278). Исследование последнего на экстремум показывает, что зависимость $\tau_1(\alpha)$ имеет два максимума при $A > 0,34$ и один при $A \leq 0,34$.

Характерной особенностью зависимости $\tau_1(\alpha)$ является наличие при $A > 1$ области обобщенных расстройек

$$|\alpha| \leq \sqrt{V(1+2A^2)^2 + A^4 - 1} - (1+2A^2), \quad (299)$$

соответствующих «отрицательному» значению времени запаздывания.

На рис. 88,а и б приведены графики зависимости времени запаздывания сигнала в усилительном каскаде с полосовым фильтром при съеме выходного сигнала соответственно с первого и второго контура связанной системы от величины обобщенной расстройки α для некоторых значений фактора связи A [Л. 12].

Из всего сказанного выше, а также из соответствующих графических построений следует, что в избирательных усилителях рассматриваемого типа, предназначенных для работы в составе фазовых радиотехнических устройств, а следовательно, обеспечивающих минимальную величину фазовых искажений, характеристика времени запаздывания должна иметь в полосе пропускания максимально возможную равномерность. Как очевидно, это достигается надлежащим выбором степени связи между контурами связанной системы, отличной от той, при которой обеспечиваются минимальные частотные искажения.

35. Асимметрия характеристики времени дифференциального запаздывания

Приведенные в параграфах 32, 34 формулы для расчетов времени дифференциального запаздывания в полосе пропускания усилителей резонансного типа были получены в предположении, что относительная расстройка достаточно мала ($\omega/\omega_p \ll 1$).

Как уже указывалось, следствием этого при расчетах характеристик времени дифференциального запаздывания является их симметричность относительно средней частоты.

В широкополосных усилителях, имеющих полосу пропускания, сравнимую со значением резонансной частоты, условие $\Delta\omega \ll \omega_p$ не выполняется достаточно строго. Это вынуждает учитывать асимметрию частотных характеристик и характеристик времени запаздывания. В указанных усилителях при сохранении резонансной частоты верхняя и нижняя граничные частоты полосы пропускания возра-

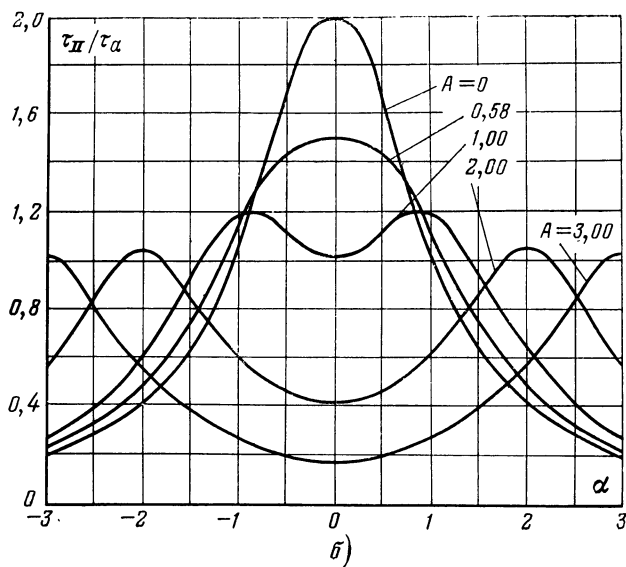
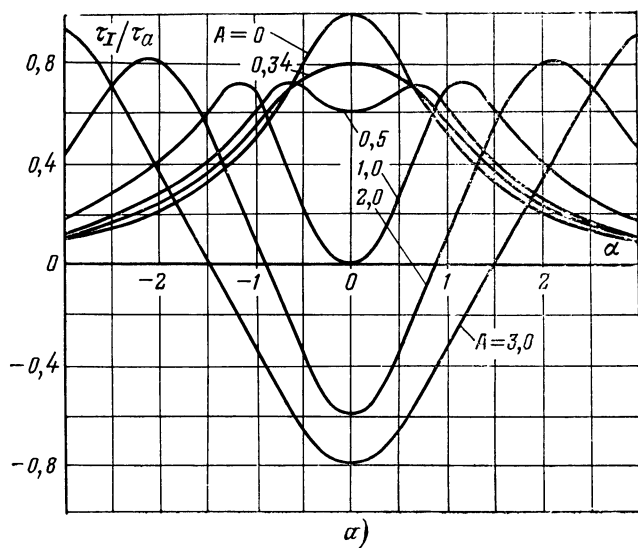


Рис 88. Зависимость времени запаздывания сигнала от расстройки при его снятии с первого (а) и второго (б) контуров.

стают. Соответственно происходит уменьшение крутизны фазовой характеристики на частотах выше резонансной и возрастание ее на частотах ниже резонансной.

Для удобства количественной оценки асимметрии характеристик времени дифференциального запаздывания резонансного усилителя в полосе пропускания на рис. 89 представлено семейство нормиро-

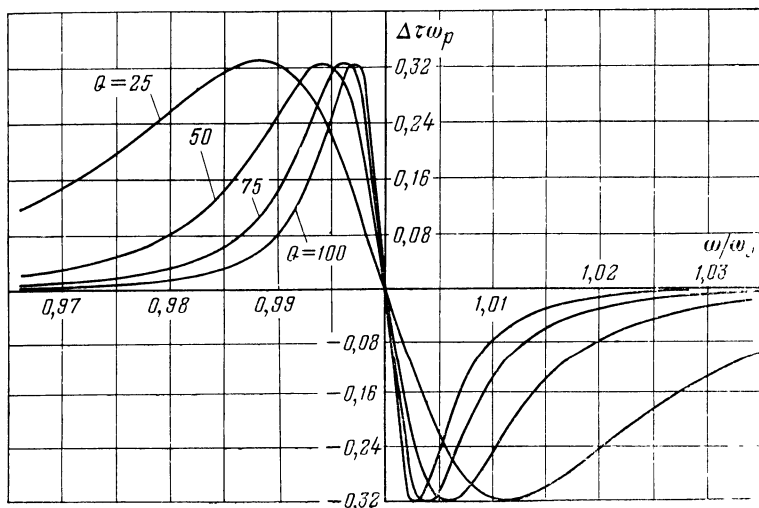


Рис. 89. Иллюстрация асимметрии характеристик времени дифференциального запаздывания резонансного усилителя.

ванных кривых $\Delta\tau\omega_p = f(\omega/\omega_p)$ для различных величин добротности контуров. Здесь

$$\Delta\tau = \tau_{\text{действ}} - \tau_{\text{прибл}}; \quad (300)$$

$$\tau_{\text{действ}} = \frac{Q/\omega_p}{1 + Q^2 (\omega/\omega_p - \omega_p/\omega)^2 (1 + \omega_p^2/\omega^2)}; \quad (301)$$

$$\tau_{\text{прибл}} = \frac{2Q/\omega_p}{1 + Q^2 (2\Delta\omega/\omega_p)^2}. \quad (302)$$

Аналогичным образом на рис. 90 построены нормированные кривые $\Delta\tau\omega_p = f(\omega/\omega_p)$ для усилительного каскада с двухконтурным фильтром при различных величинах добротности контуров; выходной сигнал снимается со второго контура связанной системы, контуры идентичны, а связь между ними равна критической. Здесь $\Delta\tau = \tau_{\text{действ}} - \tau_{\text{прибл}};$

$$\tau_{\text{действ}} = \frac{2}{\omega_p} \times \frac{Q [2 + Q^2 (\omega/\omega_p - \omega_p/\omega)^2] (1 + \omega_p^2/\omega^2) + 2Q (\omega/\omega_p - \omega_p/\omega)}{[2 - Q^2 (\omega/\omega_p - \omega_p/\omega)^2] + 4Q^2 (\omega/\omega_p - \omega_p/\omega)^2}; \quad (303)$$

$$\tau_{\text{прибл}} = \frac{4}{\omega_p} \frac{Q [2 + Q^2 (2\Delta\omega/\omega_p)^2]}{[2 - Q^2 (2\Delta\omega/\omega_p)^2]^2 + 4Q^2 (2\Delta\omega/\omega_p)^2} \quad (304)$$

Из приведенных кривых следует, что величина максимального отклонения действительных характеристик времени дифференциального запаздывания от приближенных симметричных характеристик при одинаковых значениях резонансной частоты контуров практиче-

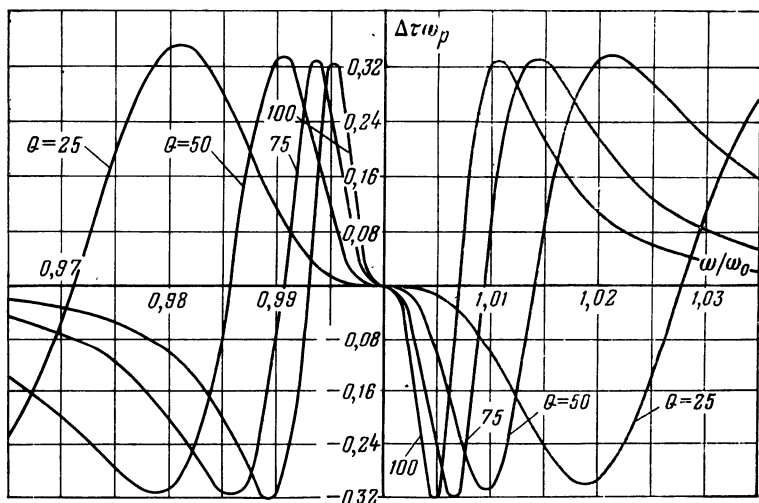


Рис. 90. Иллюстрация асимметрии времени дифференциального запаздывания каскада с двухконтурным фильтром.

ски не зависит от добротности последних. Повышение резонансной частоты контуров при сохранении постоянной ширины полосы пропускания приводит к уменьшению асимметрии характеристики времени дифференциального запаздывания.

36. Фазовые свойства усилителя с резонансным шунтированием колебательных контуров

В последнее время избирательные усилители все чаще выполняются с использованием цепей межкаскадной связи, построенных по принципу так называемого «резонансного шунтирования колебательных контуров». Это терминологическое определение отражает то обстоятельство, что включенный в цепь выходного электрода усилительного прибора параллельный колебательный контур шунтируется последовательным, причем оба контура настроены на одну и ту же частоту. Иллюстрирующая сказанное обобщенная схема усилительного каскада

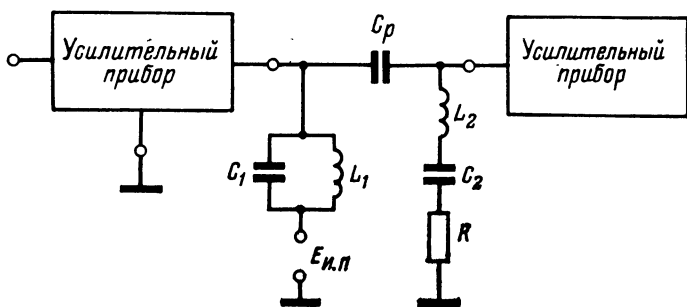


Рис. 91. Обобщенная схема усилительного каскада с резонансным шунтированием колебательного контура.

с использованием упомянутой цепи межкаскадной связи представлена на рис. 91. Теоретический анализ рассматриваемого типа избирательного усилителя и особенности его применения в радиотехнических устройствах освещены главным образом в работах П. К. Рудого

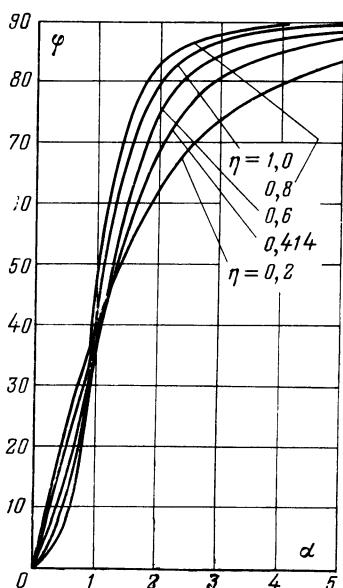


Рис. 92. Фазовые характеристики каскада с резонансным шунтированием колебательного контура.

[Л. 21]. В них показано, что отличительными свойствами каскадов, построенных по принципу резонансного шунтирования колебательных контуров, являются более высокая, нежели в резонансных усилителях и усилителях с двухконтурными фильтрами, «площадь усиления» и сравнительно малая величина фазового сдвига, большая, чем в резонансном усилителе, но меньшая, чем в усилителе с двухконтурным фильтром.

Ниже приведены некоторые соотношения, иллюстрирующие фазовые свойства каскадов с резонансным шунтированием.

Определяя эквивалентное сопротивление цепи межкаскадной связи как параллельное соединение двух

комплексных сопротивлений—сопротивлений параллельного и последовательного колебательных контуров, можно написать следующее выражение для комплексной частотной характеристики усилительного каскада (однако без учета влияния частотных свойств усилительного прибора и способа его включения):

$$Y(j\omega) = \frac{1 + j\eta\alpha}{1 - \eta\alpha^2 + j\alpha}; \quad (305)$$

здесь $\alpha = 2\Delta\omega/\omega_p d$ — обобщенная расстройка каскада ($\Delta\omega$ — абсолютная расстройка, ω_p — резонансная частота, d — затухание); $\eta = \rho_1\rho_2/R^2$ — фактор связи (ρ_1 и ρ_2 — характеристические сопротивления параллельного и последовательного контуров, соответственно, R — активное сопротивление последовательного контура).

Отсюда для фазовой характеристики может быть написано

$$\varphi(\omega) = \arctg \eta\alpha - \arctg \frac{\alpha}{1 - \eta\alpha^2}. \quad (306)$$

На рис. 92 приведены рассчитанные согласно (306) графики зависимости $\varphi = f(\alpha, \eta)$ — фазовые характеристики. Из них особое внимание следует обратить на кривую, соответствующую критическому значению фактора связи $\eta_{кр} = 0,414$; при такой величине фактора связи график модуля частотной характеристики имеет вид одnogорбой кривой.

Время фазового запаздывания каскада определяется обычным способом, а именно

$$\begin{aligned} \tau(\omega) = - \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} = & - \frac{1}{1 + (\eta 2\Delta\omega/\omega_p d)^2} \frac{2\eta}{\omega_p d} + \\ & + \frac{\frac{2}{\omega_p d} \frac{1 + (2\Delta\omega/\omega_p d)^2 (2 - \eta)}{[1 - \eta (2\Delta\omega/\omega_p d)^2]^2}}{1 + \left[\frac{2\Delta\omega/\omega_p d}{1 + \eta (2\Delta\omega/\omega_p d)^2} \right]^2}. \end{aligned} \quad (307)$$

Как видно, полученное выражение слишком громоздко и по этой причине непригодно для использования в инженерных расчетах. Представляется поэтому целесообразным ограничиться наиболее простым случаем отсутствия расстройки, т. е. $\Delta\omega = 0$ (или $\alpha = 0$). Отсюда нетрудно получить:

$$\tau(\omega)|_{\text{при } \Delta\omega=0} = \tau_p = - \frac{2\eta}{\omega_p d} + \frac{2}{\omega_p d} = \frac{2}{\omega_p d} (1 - \eta). \quad (308)$$

Вводя значение ширины полосы пропускания $\Delta F_i = f_p d$, можно преобразовать выражение (308) для случая, соответствующего критической величине фактора связи $\eta_{кр}$, к следующему виду:

$$(\tau_p) = \frac{1 - \eta}{\pi \Delta F_i} = \frac{0,586}{\pi \Delta F_i} \quad (309)$$

или

$$\tau_p \Delta F_i = 0,187. \quad (310)$$

Согласно выражению (310) на рис. 93,а построен график, связывающий время запаздывания в каскаде на резонансной частоте с шириной полосы пропускания.

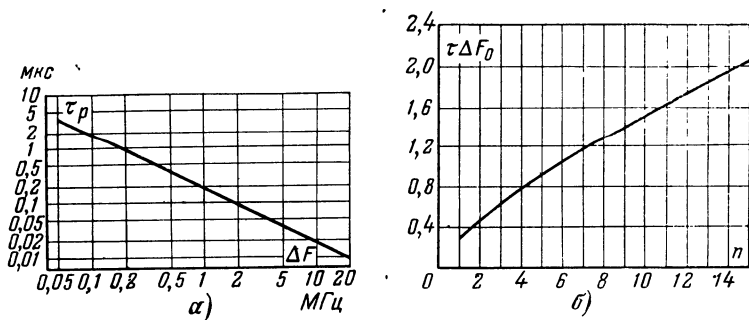


Рис. 93. Зависимость времени запаздывания в каскаде от ширины полосы пропускания (а) и в усилителе от числа каскадов (б).

Время запаздывания сигнала в многокаскадном усилителе, который построен с использованием идентичных каскадов, определяется на основании выражения

$$(\tau_p)_n = \frac{0,187}{\Delta F_0} n F(n), \quad (311)$$

где ΔF_0 — ширина полосы пропускания усилителя;

$$F(n) =$$

$$= \sqrt{(0,5(2^{1/n} - 1) + \sqrt{0,25(2^{1/n} - 1)^2 + 5,8(2^{1/n} - 1)}}}$$

— функция сужения, при помощи которой дается количественная оценка уменьшения ширины полосы пропускания с увеличением числа каскадов.

В соответствии с (311) на рис. 93,б построен график зависимости времени запаздывания усилителя от числа каскадов — $(\tau_p)_n = \psi(n)$.

Фазовые характеристики усилителей с обратной связью

37. Фазовые свойства петли обратной связи

Наличие в усилительном устройстве обратной связи, т. е. явления передачи части энергии с выхода усилителя на его вход, приводит к более или менее значительным изменениям всех его свойств и в частности фазовых. Об этом можно догадываться даже из рассмотрения приведенной на рис. 94, а обобщенной функциональной схемы

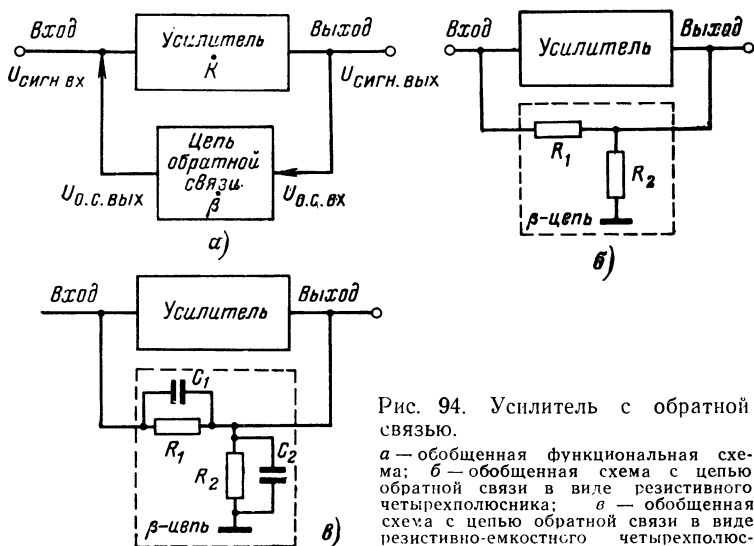


Рис. 94. Усилитель с обратной связью.

а — обобщенная функциональная схема; б — обобщенная схема с цепью обратной связи в виде резистивного четырехполюсника; в — обобщенная схема с цепью обратной связи в виде резистивно-емкостного четырехполюсника

усилителя с обратной связью. Как видно, усилитель такого типа представляет собой комбинацию двух линейных четырехполюсников: собственно усилителя с коэффициентом усиления K (или K -цепи) и цепи обратной связи (обычно пассивной) с коэффициентом передачи β или (β -цепи). В общем случае величины K и β являются комплексными, и по этой причине сигнал, прошедший через канал обратной связи и поступивший на вход уси-

лителя $\dot{U}_{\text{о.с.вых}}$, имеет начальную фазу, отличающуюся от начальной фазы усиливаемого колебания $\dot{U}_{\text{сигн.вх}}$. Это, естественно, приводит к тому, что величина фазового сдвига системы в целом, т. е. усилителя с обратной связью (равно как и другие его показатели), определяется фазовыми свойствами как собственно усилителя, так и канала обратной связи.

Это может быть проиллюстрировано на простейших примерах, известных из классической радиотехники. Так, усилитель с отрицательной обратной связью характеризуется тем, что колебание, снимаемое с выхода канала обратной связи, находится в противофазе с усиливаемым колебанием. И наоборот, в усилителе с положительной обратной связью колебания $\dot{U}_{\text{сигн.вх}}$ и $\dot{U}_{\text{о.с.вых}}$ являются синфазными.

Ясно, что различие в начальных фазах указанных колебаний во многом определяет особенности поведения усилительного устройства.

Оба упомянутых варианта построения усилителей с обратной связью могут быть проанализированы на основании обобщенной функциональной схемы и известного выражения, описывающего свойства усилителей такого типа:

$$\dot{K}_{\text{о.с}} = \frac{\dot{K}}{1 - \dot{K}\beta}; \quad (312)$$

здесь произведение $\dot{K}\beta$ определяет усиление в разомкнутой петле обратной связи, образованной усилителем и β -цепью; это так называемое петлевое усиление, на основании исследования которого создается возможность качественной и количественной оценки поведения усилителя с обратной связью.

Переходя к показательной форме записи, имеем для петлевого усиления:

$$\dot{A} = \dot{K}\beta = Ke^{j\varphi_K} \beta e^{j\varphi_\beta} = K\beta e^{j\varphi_A}; \quad (313)$$

здесь φ_K — фазовый сдвиг между колебаниями на входе и на выходе собственно усилителя; φ_β — фазовый сдвиг между колебаниями на входе и выходе канала обратной связи.

Таким образом, фазовый сдвиг в разомкнутой петле обратной связи равен:

$$\varphi_A = \varphi_K + \varphi_\beta. \quad (314)$$

В соответствии со сказанным выше могут быть написаны следующие соотношения:

$$\text{при положительной обратной связи} \\ \varphi_A = 0; \quad (315)$$

при отрицательной обратной связи

$$\varphi_A = 180^\circ. \quad (316)$$

Для большинства реальных устройств величина фазового сдвига в петле обратной связи лежит в интервале, который ограничен значениями, характеризующими простейшие типы усилителей с обратной связью, т. е.

$$0^\circ < \varphi_A < 180^\circ. \quad (317)$$

Как очевидно, и модуль петлевого усиления, и его аргумент (значение φ_A) зависят от частоты. Поэтому в одном и том же устройстве комплексная обратная связь может быть как отрицательной, так и положительной на отдельных участках диапазона частот.

В зависимости от свойств β -цепи различают частотно-независимую и частотно-зависимую обратные связи. Если β -цепь не создает частотно-зависимого фазового сдвига, то имеет место частотно-независимая обратная связь. Комплексная обратная связь другого вида характеризуется зависимостью φ_β от частоты [Л. 5].

38. Фазовые свойства усилителя с частотно-независимой обратной связью

При необходимости обеспечения частотно-независимой обратной связи β -цепь должна быть выполнена таким образом, чтобы она не создавала меняющегося с частотой фазового сдвига и обладала постоянным коэффициентом передачи. Это оказывается возможным, если β -цепь представляет собой резистивный четырехполюсник (например, делитель напряжения — рис. 94,б). Резисторы могут быть зашунтированы конденсаторами, но при условии, что постоянные времени плеч делителя одинаковы, т. е. $R_1 C_1 = R_2 C_2$ (рис. 94,в).

Выражение, определяющее фазовые свойства усилителя с частотно-независимой обратной связью, можно получить, используя формулу (312). С этой целью подставим в нее значение коэффициента усиления усилителя без обратной связи, представленное в символической форме:

$$\dot{K} = K (\cos \varphi_K + j \sin \varphi_K). \quad (318)$$

Полагая сначала, что имеет место положительная обратная связь, когда $\beta = \beta$, получаем:

$$\dot{K}_{o.c} = \frac{\dot{K}}{1 - K\beta} = \frac{K(\cos \varphi_K + j \sin \varphi_K)}{1 - K(\cos \varphi_K + j \sin \varphi_K)\beta} = K_{o.c} e^{j\varphi_{o.c}}, \quad (319)$$

где $K_{o.c}$ — модуль комплексного коэффициента усиления усилителя с положительной обратной связью; $\varphi_{o.c}$ — аргумент комплексного коэффициента усиления усилителя с положительной обратной связью.

Отсюда

$$\operatorname{tg} \varphi_{o.c} = \frac{\operatorname{tg} \varphi_K}{1 - K\beta \cos \varphi_K}. \quad (320)$$

Для режима комплексной отрицательной обратной связи, принимая $\varphi_\beta = 180^\circ$, можно получить следующее выражение:

$$\operatorname{tg} \varphi_{o.c} = \frac{\operatorname{tg} \varphi_K}{1 + K\beta \cos \varphi_K}. \quad (321)$$

Таким образом, при положительной обратной связи $\operatorname{tg} \varphi_{o.c} > \operatorname{tg} \varphi_K$; это означает, что фазовый сдвиг в системе возрастает. При отрицательной обратной связи $\operatorname{tg} \varphi_{o.c} < \operatorname{tg} \varphi_K$; это означает, что фазовый сдвиг в системе — комбинации собственно усилителя и четырехполюсника обратной связи — уменьшается.

Однако приведенные соотношения (320) и (321) дают возможность лишь проиллюстрировать характер зависимости фазового сдвига в усилителе с обратной связью от изменений петлевого усиления. Для количественных же расчетов выражения (320) и (321) непригодны. Это объясняется тем, что при $\varphi_K = (2n+1)\pi/2$, где $\cos \varphi_K = 0$, точные значения $\operatorname{tg} \varphi_{o.c}$ определить невозможно. По этой причине при необходимости построения графика зависимости $\operatorname{tg} \varphi_{o.c} = \psi(\varphi_K, K\beta)$ в виде монотонной функции следует пользоваться несколько видоизмененными соотношениями:

для положительной обратной связи

$$\operatorname{tg} \varphi_{o.c} = \frac{\sin \varphi_K}{\cos \varphi_K - K\beta}; \quad (322)$$

для отрицательной обратной связи

$$\operatorname{tg} \varphi_{o.c} = \frac{\sin \varphi_K}{\cos \varphi_K + K\beta} \quad (323)$$

Графики зависимости фазового сдвига в усилителе с обратной связью от изменений фазового сдвига в активной цепи (т. е. в собственно усилителе) для различ-

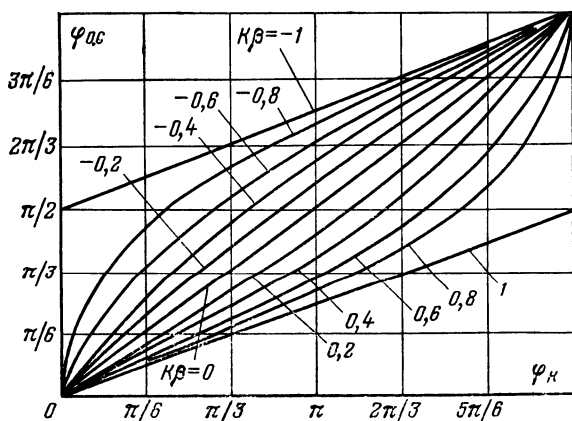
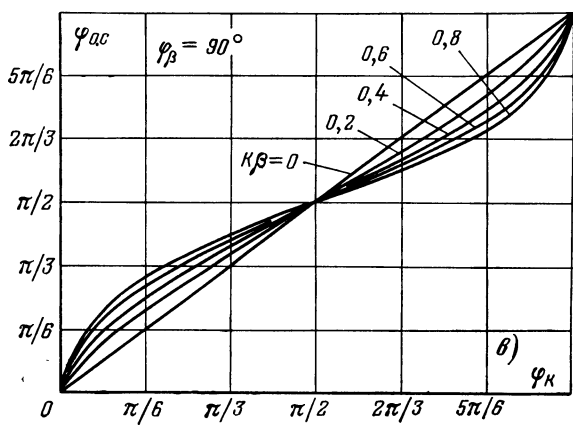
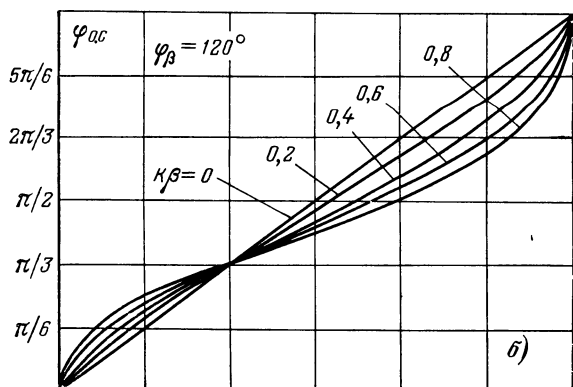
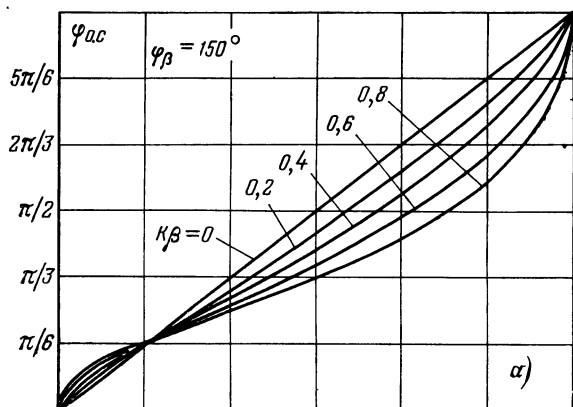


Рис. 95. Зависимость фазового сдвига в усилителе с обратной связью от изменений фазового сдвига в активной цепи.

ных величин модуля петлевого усиления построены на рис. 95. Здесь кривые для отрицательных и положительных значений $K\beta$ (т. е. лежащие выше и ниже кривой при $K\beta=0$) относятся к усилителям с положительной и отрицательной обратной связью.

39. Фазовые свойства усилителя с частотно-зависимой обратной связью

При необходимости создания усилителя с частотно-зависимой обратной связью β -цепь должна иметь в своем составе реактивные элементы. Примером может служить изображенная на рис. 94,в схема делителя напряжения. Однако в отличие от предыдущего случая постоянные времени плеч делителя неодинаковы, т. е. $R_1C_1 \neq R_2C_2$. Существуют и другие варианты построения усилителей с частотно-зависимой обратной связью. Их отличитель-



ной чертой является то, что модуль коэффициента передачи канала обратной связи (β) зависит от частоты и $\varphi_{\beta} \neq 0^\circ$ или 180° .

Частотно-зависимая (в основном комплексная отрицательная) обратная связь применяется для повышения устойчивости работы усилителей, для обеспечения надлежащей равномерности частотной характеристики или, наоборот, для формирования подъемов и впадин и т. д.

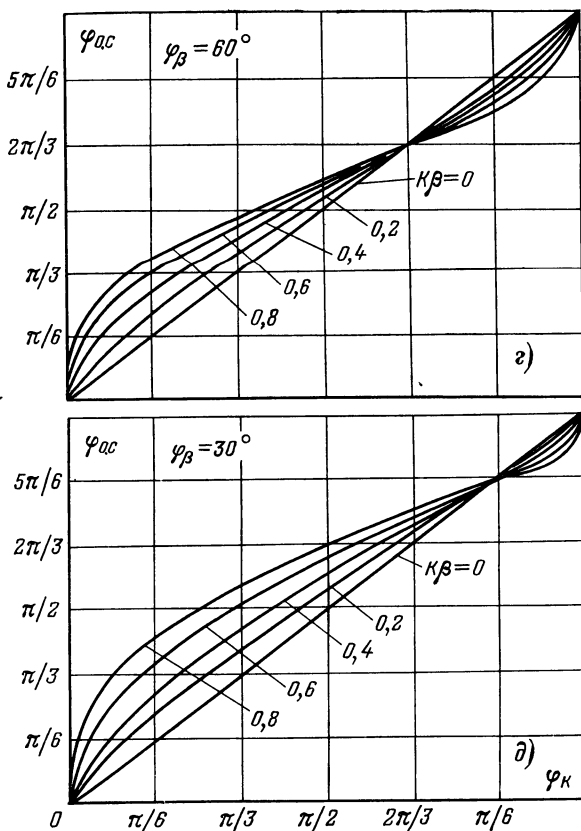


Рис. 96. График зависимости фазового сдвига в усилителе с частотно-зависимой обратной связью от изменений фазового сдвига в активной цепи.

а — при $\varphi_{\beta} = 150^\circ$; б — при $\varphi_{\beta} = 120^\circ$; в — при $\varphi_{\beta} = 90^\circ$;
 г — при $\varphi_{\beta} = 60^\circ$; д — при $\varphi_{\beta} = 30^\circ$.

Выражение, описывающее фазовые свойства усилителя с частотно-зависимой обратной связью, может быть получено путем представления коэффициента усиления собственно усилителя и коэффициента передачи β -цепи в символической форме:

$$\dot{K} = K (\cos \varphi_K + j \sin \varphi_K), \quad (324)$$

$$\dot{\beta} = \beta (\cos \varphi_\beta + j \sin \varphi_\beta) \quad (325)$$

и подстановки значений \dot{K} и $\dot{\beta}$ в формулу (312).

Тогда

$$\dot{K}_{o.c} = \frac{K (\cos \varphi_K + j \sin \varphi_K)}{1 - K\beta (\cos \varphi_K + j \sin \varphi_K) (\cos \varphi_\beta + j \sin \varphi_\beta)}. \quad (326)$$

Отсюда легко получить искомое соотношение:

$$\operatorname{tg} \varphi_{o.c} = \frac{\sin \varphi_K + K\beta \sin \varphi_\beta}{\cos \varphi_K - K\beta \cos \varphi_\beta}. \quad (327)$$

Построенные в соответствии с выражением (327) графики зависимости $\varphi_{o.c} = \psi(\varphi_K, K\beta)$ при различных значениях φ_β — фазового сдвига в цепи обратной связи — представлены на рис. 96.

Анализ выражения (327), а также приведенных на рис. 96 графиков показывает, что применение частотно-зависимых цепей обратной связи позволяет получить некоторую компенсацию (или перекомпенсацию) фазового сдвига, вносимого усилителем [Л. 5].

40. Определение фазового сдвига в аperiodическом усилителе с однопетлевой частотно-независимой отрицательной обратной связью

Рассматривая многокаскадный аperiodический усилитель, состоящий из m каскадов и охваченный однопетлевой частотно-независимой отрицательной обратной связью, можно написать следующее выражение для комплексного коэффициента усиления:

$$\begin{aligned} \dot{K}_{o.c} &= \frac{K_0^m}{(1 + jx)^m + K_0^m \beta} = - \frac{K_0^m}{A_0 + \sum_{n=1}^m \frac{m!}{n! (m-n)!} j^n x^n} = \\ &= \frac{K_0^m}{A + \sum_{n=1}^k \frac{(-1)^n m!}{(2n)! (n-2n)!} x^{2n} + j \sum_{n=1}^k \frac{(-1)^{n-1} m!}{(2n-1)! (m-2n+1)!} x^{2n-1}}; \end{aligned} \quad (328)$$

здесь $x = \omega\tau_b - 1/\omega\tau_n$ (величина $1/\omega\tau_n$ в расчет не принимается, так как анализу подвергается поведение усилителя на частоте выше частоты квазирезонанса);

$$A_0 = 1 + K_0^m;$$

$$k = \begin{cases} m/2 & \text{для } m = 2, 4, 6 \dots; \\ (m-1)/2 & \text{для } m = 1, 3, 5 \dots; \end{cases}$$

$$n = 1, 2, 3 \dots$$

На основании (328) выражения для частотной и фазовой характеристик m -каскадного усилителя записываются в следующем виде:

$$K_{0.0}/K_0 = A_0/\sqrt{B^2 + C^2}; \quad (329)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{0.0} = C/B, \quad (330)$$

где

$$B = A_0 + \sum_{n=1}^k \frac{(-1)^n m!}{(2n)! (m-2n)!} x^{2n};$$

$$C = \sum_{n=1}^k \frac{(-1)^{n-1} m!}{(2n-1)! (m-2n+1)!} x^{2n-1}.$$

Как известно, коэффициенты биномиального разложения $(1+jx)^m$ для m -каскадного усилителя можно определить как элементы $(m+1)$ -й строки треугольника Паскаля.

Характерными точками кривых, описываемых полученными формулами, являются точки (x, A_0) , в которых модуль частотной характеристики достигает бесконечно большого значения, а в фазовой характеристике появляется разрыв. Эти точки называются критическими и определяют условия самовозбуждения усилителя. Критические точки могут быть найдены путем решения системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} B &= 0, \\ C &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (331)$$

Предельные значения фазового сдвига в критических точках определяются согласно правилу Лопиталья:

$$\lim_{\substack{x \rightarrow x_{кр} \\ A = A_{кр}}} \operatorname{tg} \varphi_{0.0} = \lim_{x \rightarrow x_{кр}} \frac{dC/dx}{dB/dx}. \quad (332)$$

Графики фазовых характеристик усилителей, рассчитанные в соответствии с выражением (330) для различного числа каскадов ($m=1, 2, 3$), приведены на рис. 97.

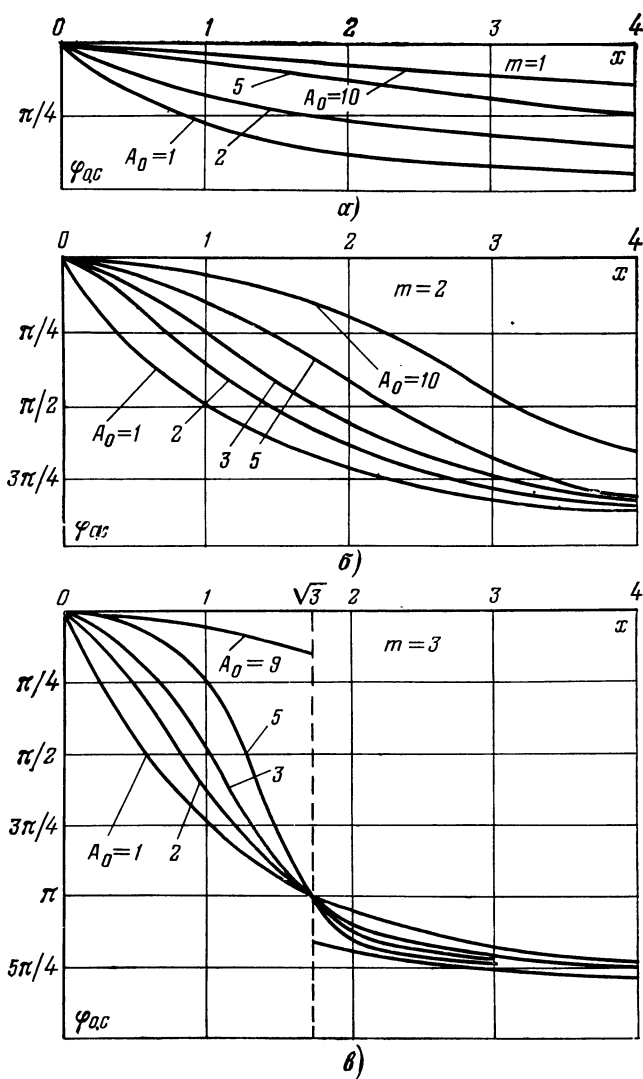


Рис 97. Фазовые характеристики аperiodического усилителя с однопетлевой частотно-независимой отрицательной обратной связью.

а — при $m=1$; б — при $m=2$; в — при $m=3$.

Из графиков видно, что образование в петле обратной связи значительных фазовых сдвигов может превратить обратную связь из отрицательной для средних частот в положительную для более высоких частот. Это в конечном итоге приводит к самовозбуждению усилителя. Более глубокая обратная связь при устойчивом усилении может быть обеспечена путем использования при построении усилителя каскадов с различными постоянными времени (τ_b).

41. Определение фазового сдвига в аperiodическом усилителе с частотно-независимой отрицательной обратной связью при различных постоянных времени каскадов

Двухкаскадный усилитель. При анализе предполагается, что в об-

уси...
что в общем случае постоянные времени каскадов не-
одинаковы, т. е. $\tau_2 = b\tau_1$.

Выражения для модуля относительного коэффициента усиления и фазового сдвига усилителя имеют вид:

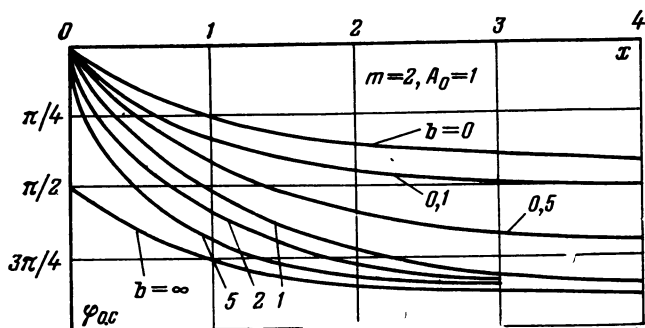
$$K_{o.c}/K_{o.c_0} = A_0 / \sqrt{(A_0 - bx^2)^2 + [(1+b)x]^2}; \quad (333)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{o.c} = \frac{(1+b)x}{A_0 - bx^2}. \quad (334)$$

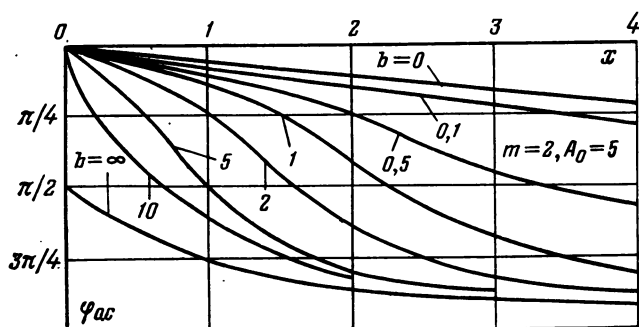
Двухкаскадный усилитель с отрицательной обратной связью теоретически устойчив на любой частоте. Однако с ростом частоты усиливаемого колебания запас устойчивости по фазе уменьшается и стремится к нулю. Поэтому применение глубокой обратной связи при наличии дополнительных фазовых сдвигов в петле обратной связи может вызвать паразитную генерацию в усилителе, для предотвращения которой рекомендуются разнообразные схемные и конструктивно-технологические решения. Известно, например, что различия в величинах постоянных времени отдельных каскадов позволяет увеличить запас устойчивости усилителя в целом. Графики фазовых характеристик двухкаскадного усилителя рассматриваемого типа приведены на рис. 98.

Трехкаскадный усилитель. Очевидно, что для трехкаскадного усилителя можно рассмотреть большее число вариантов, а именно:

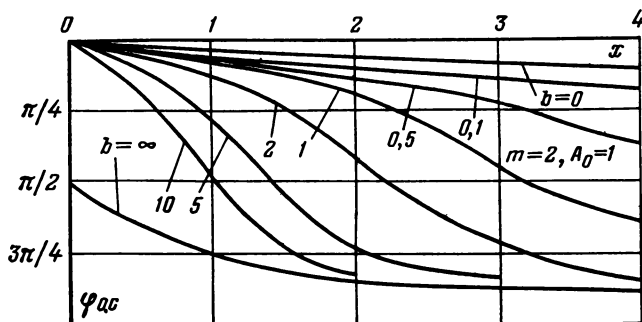
- 1) $\tau_1 = \tau_2$; $\tau_3 = b\tau_1$;
- 2) $\tau_2 = \tau_3 = b\tau_1$;
- 3) $\tau_2 = q\tau_1$; $\tau_3 = q^2\tau_1$;
- 4) $\tau_2 = q\tau_1$; $\tau_3 = \tau_1/q$;
- 5) $\tau_2 = (1+c)\tau_1$; $\tau_3 = (1+2c)\tau_1$ и т. д.



а).



б)



в)

Рис. 98. Фазовые характеристики двухкаскадного усилителя.

а — при $A_0=1$; б — при $A_0=5$; в — при $A_0=10$.

Для первого случая аналитические выражения, описывающие модуль частотной характеристики и фазовый сдвиг, имеют вид:

$$K_{o.c}/K_{o.c0} = A_0 / \sqrt{[A_0 - (1 + 2b)x^2]^2 + [(2 + b)x - bx^3]^2}; \quad (335)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{o.c} = \frac{(2 + b)x - bx^3}{A_0 - (1 + 2b)x^2}. \quad (336)$$

Трехкаскадный усилитель с отрицательной обратной связью принципиально способен самовозбуждаться в определенных условиях, так как суммарный фазовый сдвиг в петле обратной связи превышает 180° . Условия самовозбуждения усилителя могут быть найдены путем решения следующей системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} (2 + b)x - bx^3 &= 0; \\ A_0 - (1 + 2b)x^2 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (337)$$

Частота возможной генерации, т. е. точка пересечения фазовой характеристики с прямой $\varphi = \pi$, является решением первого уравнения системы:

$$x_{кр} = \sqrt{\frac{b+2}{b}}. \quad (338)$$

Решение второго уравнения системы определяет максимальную для данного усилителя глубину отрицательной обратной связи на частоте нулевого фазового сдвига, ниже которой усилитель устойчив. Это значение может быть названо критической глубиной отрицательной обратной связи усилителя; оно равно:

$$A_{огр} = \frac{2b^2 + 5b + 2}{b}. \quad (339)$$

При выбранной глубине обратной связи различие в постоянных времени каскадов для обеспечения устойчивой работы усилителя должно быть определено из следующего выражения:

$$b = \frac{(A_0 - 5) \pm \sqrt{(A_0 - 5)^2 - 16}}{4}. \quad (340)$$

Критической глубиной обратной связи называется граничная глубина связи для усилителя, в котором постоянные времени каскадов одинаковы. Для трехкаскадного

усилителя $A_{0кр}=9$. Предельный фазовый сдвиг в устойчивом усилителях при $x \rightarrow x_{кр}$ может быть найден в соответствии с правилом Лопиталя для неопределенных пределов:

$$\lim_{\substack{x \rightarrow x_{кр} \\ A_0 \rightarrow A_{кр}}} \operatorname{tg} \varphi_{0.c} = \lim \frac{\frac{d}{dx} [(2+b)x - bx^3]}{\frac{d}{dx} [A_0 - (1+2b)x^2]} = \frac{\sqrt{b(b+2)}}{1+2b}. \quad (341)$$

Максимальный предельный фазовый сдвиг существует для значения b , которое определяется из уравнения

$$\frac{d}{db} \left[\frac{\sqrt{b(b+2)}}{1+2b} \right] = 0. \quad (342)$$

Решением этого уравнения является $b=1$. Таким образом, при $\tau_1=\tau_2=\tau_3$ предельный фазовый сдвиг в критической точке максимален и равен:

$$\operatorname{tg} \varphi = \sqrt{3}/3; \varphi = 30^\circ. \quad (343)$$

Уравнения граничных фазовых характеристик, определенных для $b \rightarrow 0$ и $b \rightarrow \infty$, имеют вид:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2x}{A_0 - x^2}; \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{x^2 - 1}{2x}. \quad (344)$$

При глубине обратной связи, большей критической, фазовые характеристики, соответствующие различным значениям b , пересекаются в точках

$$x = \sqrt{\frac{(A-3) \pm \sqrt{(A-3)^2 - 4A}}{2}}. \quad (345)$$

Результаты расчетов по указанным формулам, необходимые при построении фазочастотных характеристик усилителей с обратной связью, приведены в табл. 5.

Графики фазовых характеристик трехкаскадного усилителя, постоянные времени каскадов которого находят-

Таблица 5

b	0,1	0,2	0,5	1	2	5	10
$x_{кр}$	$\sqrt{21} = 4,583$	$\sqrt{10} = 3,16$	$\sqrt{5} = 2,236$	$\sqrt{3} = 1,734$	$\sqrt{2} = 1,414$	$\sqrt{1,4} = 1,183$	$\sqrt{1,2} = 1,095$
$A_{кр}$	25,2	15,4	10	9	10	15,4	25,2
$\varphi_{кр}$	21°	25°20'	27°12'	30°	29°30'	28°12'	27°56'

ся в следующих соотношениях: $\tau_1 = \tau_2$; $\tau_3 = b\tau_1$, представлены на рис. 99.

Для остальных случаев методика построения фазовых характеристик не отличается от изложенной. Выражения, определяющие величину фазового сдвига, имеют вид:

$$\tau_2 = \tau_3 = b\tau_1; \operatorname{tg} \varphi_{o.c} = \frac{(1 + 2b)x - b^2x^3}{A_0 - (2b + b^2)x^2}; \quad (346)$$

$$\tau_2 = q\tau_1; \tau_3 = q^2\tau_1; \operatorname{tg} \varphi_{o.c} = \frac{(1 + q + q^2)x - q^3x^3}{A_0 - (q + q^2 + q^3)x^2}; \quad (347)$$

$$\tau_2 = q\tau_1; \tau_3 = \tau_1/q; \operatorname{tg} \varphi_{o.c} = \frac{\left(1 + q + \frac{1}{q}\right)x - x^3}{A_0 - \left(1 + q + \frac{1}{q}\right)x^2}; \quad (348)$$

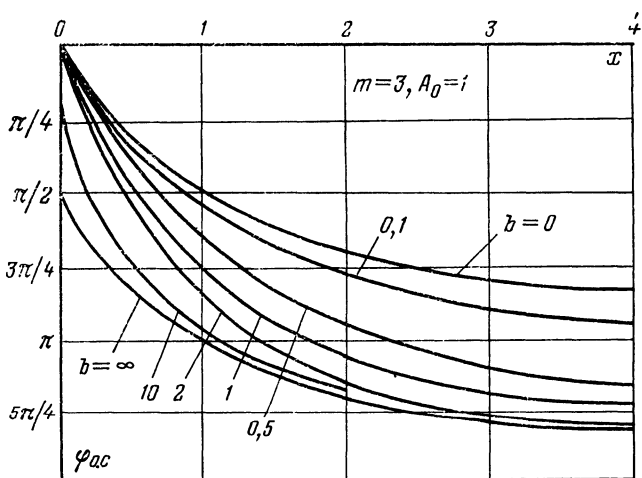
$$\begin{aligned} \tau_2 &= (1 + c)\tau_1; \tau_3 = (1 + 2c)\tau_1; \operatorname{tg} \varphi_{o.c} = \\ &= \frac{(3 + 3c)x - (1 + 2c + 2c^2)x^3}{A_0 - (3 + 6c + 2c^2)x^2}. \end{aligned} \quad (349)$$

Следует отметить, что при $m > 3$ получение глубокой обратной связи с соответствующим запасом устойчивости за счет различия постоянных времени оказывается недостаточно удобным приемом. Это объясняется прежде всего тем, что обход критической точки происходит на довольно высоких частотах, где вполне реальным является возникновение дополнительных фазовых сдвигов. Их учет весьма затруднителен. Кроме того, при значительных разбросах величин постоянных времени труднее подобрать элементы цепей нагрузки с тем, чтобы эффективно использовать усилительные приборы и обеспечить необходимое усиление.

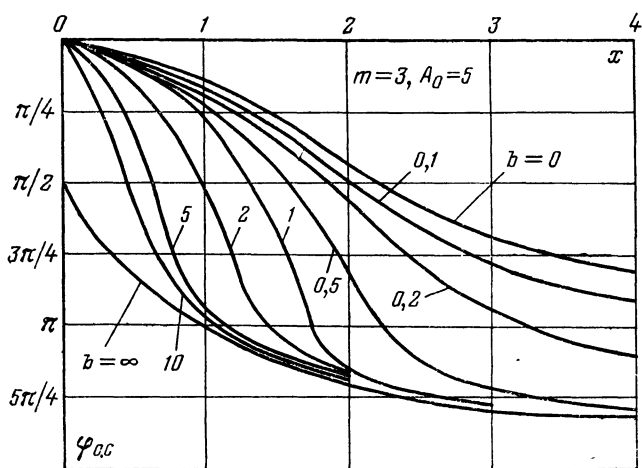
При $m > 3$ и достаточно глубокой обратной связи при построении усилителей предпочитают использовать цепи межкаскадной связи более сложной структуры с добавлением специальных корректирующих элементов.

42. Фазовые свойства усилителей с многопетлевой обратной связью

Значительное распространение в приемно-усилительной технике получили усилители с многопетлевой обратной связью. Как очевидно, при этом цепи обратной связи охватывают каждый каскад (или группы каскадов) усилителя. Ясно, что фазовые характеристики усилителя такого типа существенно изменяются по сравнению с рассмотренными в предшествующем разделе характеристиками усилителя с однопетлевой обратной связью.

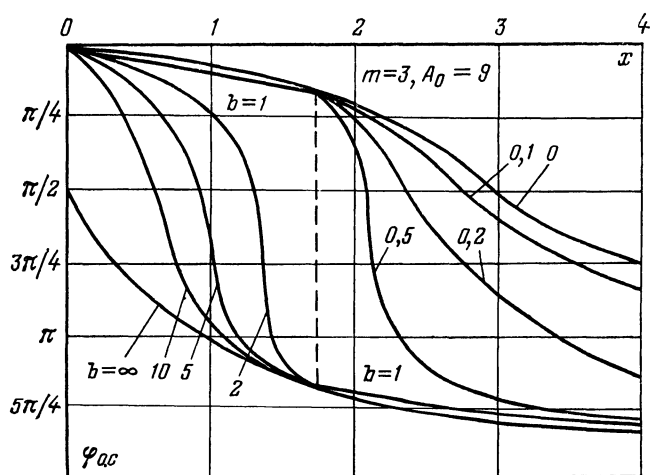


а)

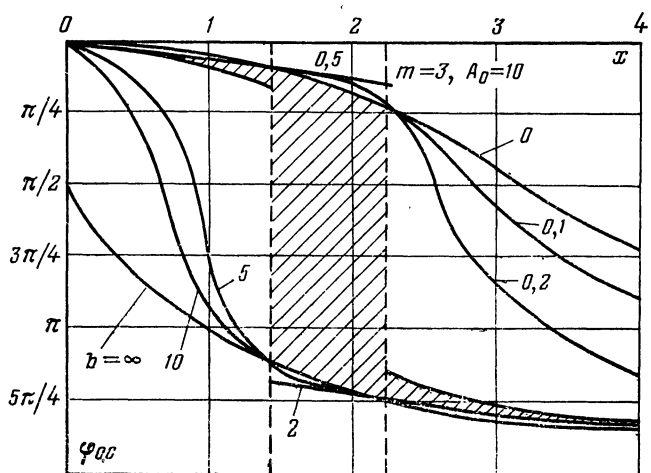


б)

Рис. 99. Фазовые характеристики
а — при $A_0=1$; б — при $A_0=5$:



а)



з)

трехкаскадного усилителя.
 а — при $A_0=9$; з — при $A_0=10$.

Двухкаскадный усилитель. Для двухкаскадного усилителя, охваченного петлей отрицательной обратной связи, возможны два варианта введения дополнительных каналов обратной связи:

с охватом дополнительной петлей обратной связи одного из каскадов усилителя; выражения для комплексного коэффициента усиления и фазового сдвига имеют при этом следующий вид:

$$\dot{K}_{o.c} = K_0^2 / [A_0 + (A_1 - 1) - x^2 + jx(A_0 + 1)]; \quad (350)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{o.c} = \frac{(1 + A_1) x}{A_0 + (A_1 - 1) - x^2}; \quad (351)$$

с охватом дополнительной петлей обратной связи каждого каскада двухкаскадного усилителя; выражения для комплексного коэффициента усиления и фазового сдвига имеют при этом следующий вид:

$$\dot{K}_{o.c} = K_0^2 / [A_0 + (A_1^2 - 1) + j2A_1x]; \quad (352)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{o.c} = \frac{2A_1x}{A_0 + (A_1^2 - 1) - x^2}. \quad (353)$$

Фазовые характеристики двухкаскадного усилителя с введением дополнительной петли обратной связи согласно первому варианту приведены на рис. 100.

Трехкаскадный усилитель. Трехкаскадный усилитель позволяет использовать значительно большее число вариантов охвата отдельных групп каскадов дополнительными обратными связями. В последующем рассмотрении ограничимся лишь наиболее простыми в схемном отношении случаями, иллюстрируемыми структурными схемами усилителя, которые представлены на рис. 101. Более сложные мостовые схемы дополнительных петель обратной связи не рассматриваются.

Итак, можно указать следующие простейшие варианты исполнения трехкаскадного усилителя, которые основаны на введении дополнительной обратной связи, охватывающей один из каскадов усилителя; фазовый сдвиг усилителя (в дальнейшем приведены выражения только для определения фазового сдвига) описывается как

$$\operatorname{tg} \varphi_{o.c} = \frac{(1 + 2A_1) x - x^3}{A_0 + (A_1 - 1) - (A_1 + 2)x^2}; \quad (354)$$

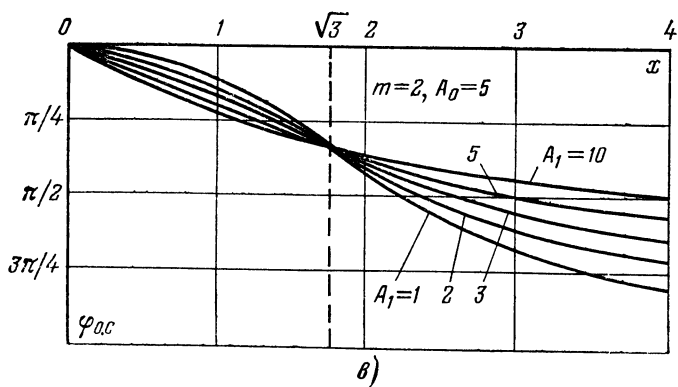
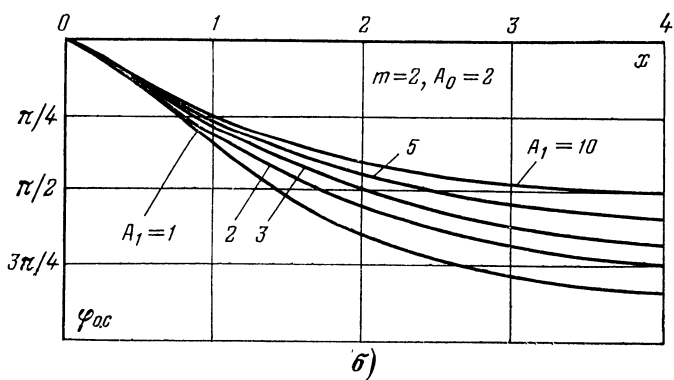
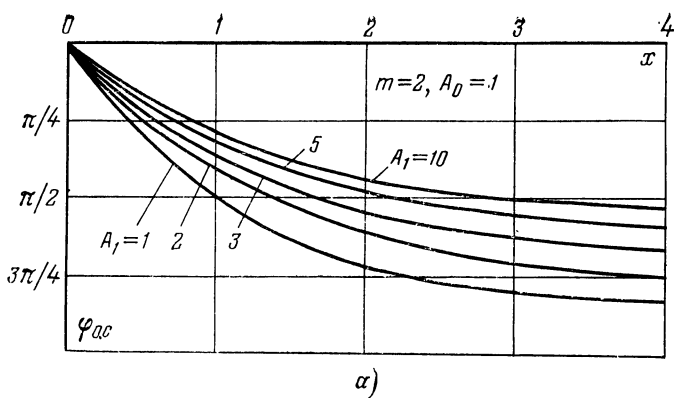


Рис. 100. Фазовые характеристики двухкаскадного усилителя с введением дополнительной петли обратной связи.
 а — при $A_0=1$; б — при $A_0=2$; в — при $A_0=5$.

дополнительной обратной связи, охватывающей два каскада усилителя:

$$\operatorname{tg} \varphi_{0.c} = \frac{(2 + A_2) x - x^3}{A_0 + (A_2 - 1) - 3x^2}; \quad (355)$$

двух дополнительных петель обратной связи, охватывающих два различных каскада усилителя:

$$\operatorname{tg} \varphi_{0.c} = \frac{A_1 (2 + A_1) x - x^3}{A_0 + (A_1^2 - 1) - (1 + 2A_1) x^2}; \quad (356)$$

двух дополнительных петель обратной связи, одна из которых охватывает один каскад усилителя, а другая — два оставшихся:

$$\operatorname{tg} \varphi_{0.c} = \frac{(2A_1 + A_2) x - x^3}{A_0 + (A_2 A_1 - 1) - (A_1 + 2) x^2}; \quad (357)$$

двух дополнительных петель обратной связи, одна из которых охватывает один каскад, а другая — два каскада, в том числе и тот, который охвачен первой петлей:

$$\operatorname{tg} \varphi_{0.c} = \frac{(2A_1 + A_2) x - x^3}{A_0 + (A_2 + A_1 - 2) - (A_0 + 2) x^2}; \quad (358)$$

здесь A_i — глубина обратной связи в дополнительной петле, охватывающей соответственно i каскадов усили-

Таблица 6

n	x_{rp}	A_{0rp}	$\lim_{x \rightarrow x_{rp}} \operatorname{tg}$
1	$\sqrt{2A_1 + 1}$	$2A_1^2 + 4A_1 + 3$	$\frac{\sqrt{2A_1 + 1}}{A_1 + 2}$
2	$\sqrt{2 + A_2}$	$2A_2 + 7$	$\frac{\sqrt{2 + A_2}}{3}$
3	$\sqrt{A_1(2 + A_0)}$	$2A_1^3 + 4A_1^2 + 2A_1 + 1$	$\frac{\sqrt{A_1(A_1 + 2)}}{2A_1 + 1}$
4	$\sqrt{2A_1 + A_2}$	$2A_1^2 + 4A_1 + 2A_2 + 1$	$\frac{\sqrt{2A_1 + A_2}}{A_1 + 2}$
5	$\sqrt{2A_1 + A_2}$	$2A_1^2 + A_1(3 + A_2) + A_2 + 2$	$\frac{\sqrt{2A_1 + A_2}}{A_1 + 2}$

теля; A_0 — глубина обратной связи во внешней петле, охватывающей весь усилитель в целом.

Характеристики усилителя с многопетлевой обратной связью, выполненного в соответствии с перечисленными выше модификациями схем, определяются таким же образом, как и в случае усилителя с различными постоянными времени каскадов. Результаты расчетов, сделанных по приведенным выше формулам, сведены в табл. 6.

Фазовые характеристики соответствующих модификаций трехкаскадного усилителя с многопетлевой обратной связью, рассчитанные в соответствии с выражениями (354) — (358), представлены на рис. 102.

43. Амплитудно-фазовая характеристика усилителя с обратной связью

Определение амплитудно-фазовой характеристики передаточной цепи. Как было отмечено выше, при реализации усилительных устройств, работающих в составе фазовых радиотехнических систем, важное значение приобретает учет связей, которые существуют между частотной и фазовой характеристикой. Наилучшим образом это может быть сделано на основе использования так называемых амплитудно-фазовых характеристик усилителя.

Амплитудно-фазовая характеристика (АФХ) передаточной цепи (в частности, усилителя) представляет собой кривую (обычно замкнутую), построенную в полярной системе координат. При этом координаты каждой точки этой кривой определяются величинами коэф-

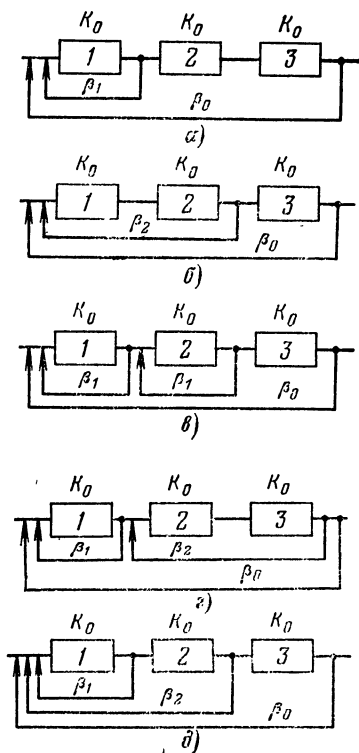
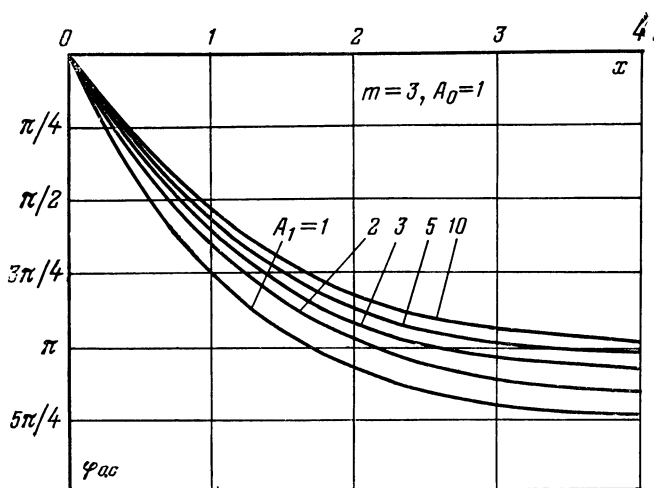
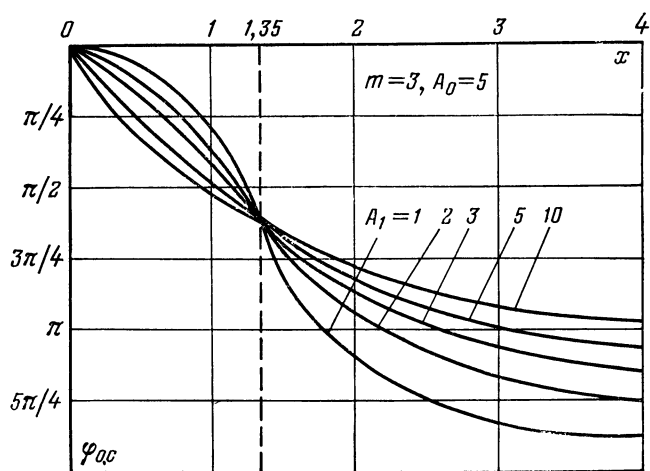


Рис. 101. Структурные схемы усилителя с обратной связью.

а — при введении дополнительной обратной связи, охватывающей один из каскадов; б — при введении дополнительной обратной связи, охватывающей два каскада; в — при введении двух дополнительных петель обратной связи, охватывающих два различных каскада; г — при введении двух дополнительных петель обратной связи, одна из которых охватывает один каскад, а другая — два оставшихся; д — при введении двух дополнительных петель обратной связи, одна из которых охватывает один каскад, а другая — два каскада, в том числе и тот, который охвачен первой петлей.

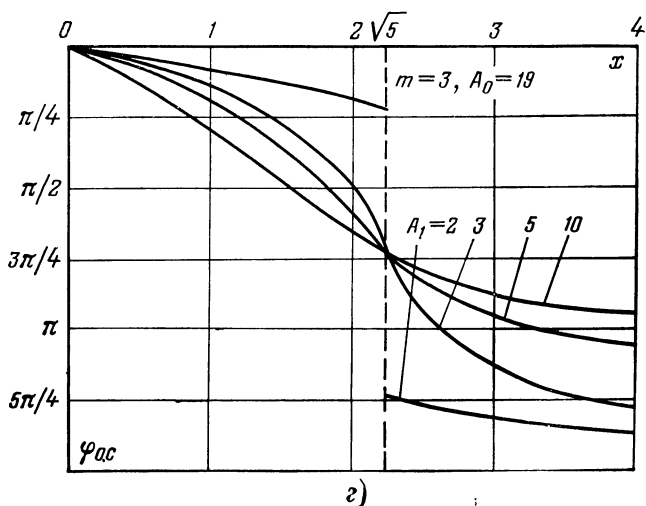
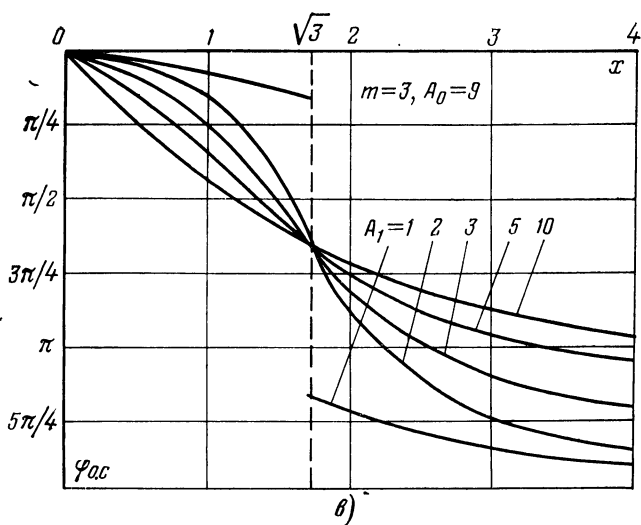


а)



б)

Рис. 102. Фазовые характеристики трехкаскадного
а — при $A_0=1$; б — при $A_0=5$;



усилителя с многопетлевой обратной связью.
 а — при $A_0=9$; б — при $A_0=19$.

фициента усиления и фазового сдвига между векторами выходного и входного напряжения при определенном значении частоты сигнала. Таким образом, АФХ находится путем исключения переменной ω в функциях $K(\omega)$ и $\varphi(\omega)$ и тем самым связывает в единую зависимость изменения модуля коэффициента усиления и фазового сдвига в диапазоне частот. Пример построения амплитудно-фазовой характеристики усилителя в самом общем виде приведен на рис. 103.

В отличие от частотной и фазовой характеристик амплитудно-фазовая характеристика строится в полярной системе координат или на плоскости комплексных чисел и, как видно из построения, представляет собой геометрическое место точек, занимаемых концом

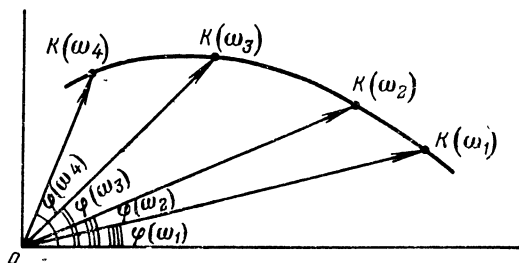


Рис. 103. Пример построения амплитудно-фазовой характеристики.

вектора $K(\omega)$ при изменении частоты, или, другими словами, — график этого вектора.

Построение амплитудно-фазовой характеристики усилителя с обратной связью. Приведенные в предшествующих разделах выражения, определяющие модуль и аргумент коэффициента усиления усилителя с обратной связью, довольно громоздки, и это не дает возможности получить наглядное представление о том, к каким измене-

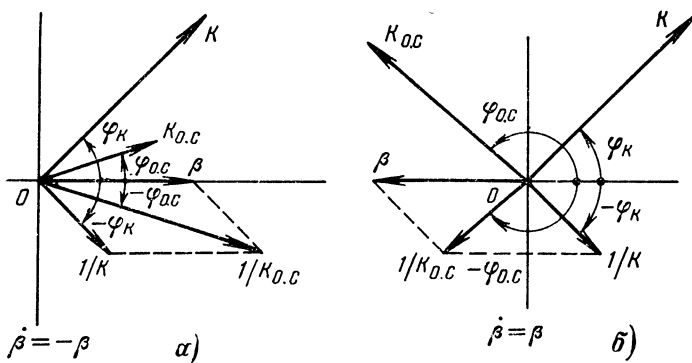


Рис. 104. Пример построения вектора коэффициента усиления усилителя с обратной связью.

а — при $\dot{\beta} = -\beta$; б — при $\dot{\beta} = \beta$.

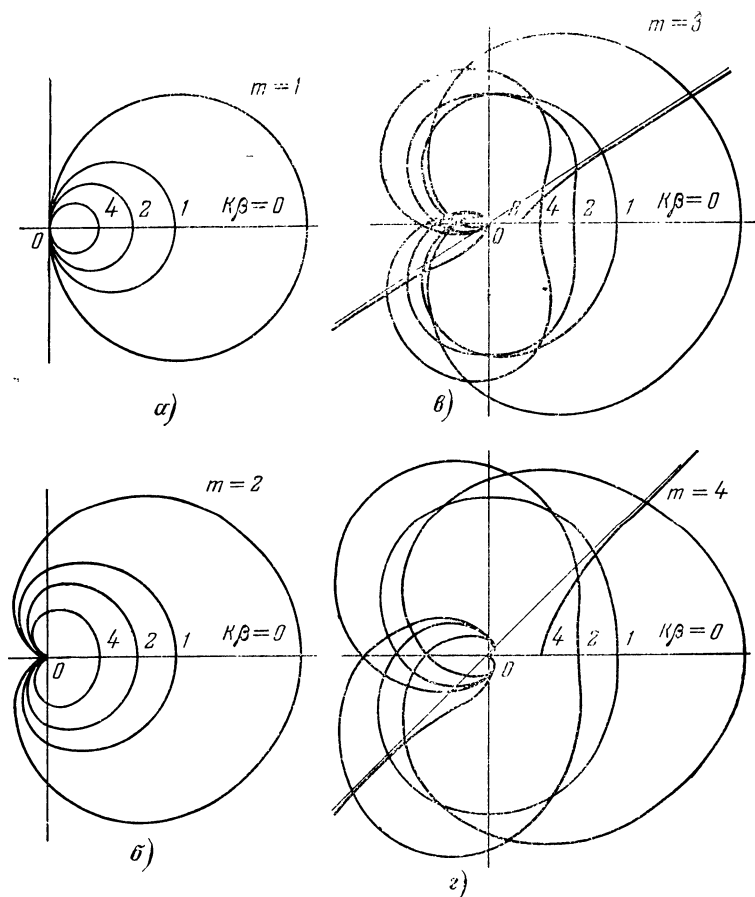


Рис. 105. Амплитудно-фазовые характеристики усилителей с частотно-независимой обратной связью.

a — при $m=1$; *б* — при $m=2$; *в* — при $m=3$; *г* — при $m=4$.

нением коэффициента усиления приводит то или иное изменение величин (K или β) в интервале частот. С этой точки зрения анализ поведения усилителя с обратной связью, проводимый на основе исследования формы амплитудно-фазовой характеристики представляется вследствие его наглядности и простоты более выгодным.

Действительно, по амплитудно-фазовой характеристике нетрудно определить обусловленное действием тех или иных факторов изменение модуля коэффициента усиления и величины фазового сдвига. Они проявляются в изменении формы характеристики.

При построении амплитудно-фазовой характеристики коэффициенты передачи усилителя и цепи обратной связи (\dot{K} и $\dot{\beta}$) изображаются графически в виде векторов в полярной системе координат. При этом для удобства целесообразно рассматривать обратные векторы $1/\dot{K}$ и $1/\dot{K}_{o.c.}$. Тогда

$$\frac{1}{\dot{K}_{o.c.}} = \frac{1}{\dot{K}} - \dot{\beta} \quad (359)$$

и определение результирующего вектора $1/\dot{K}_{o.c.}$ представляет собой простую операцию суммирования векторов $\dot{\beta}$ и $1/\dot{K}$. Существенно, что один из векторов описывает поведение собственно усилителя, а другой — только поведение цепи обратной связи. Это позволяет без особых трудностей учитывать влияние любого изменения свойств усилителя или цепи обратной связи на форму амплитудно-фазовой характеристики, и следовательно, на особенности поведения усилителя с обратной связью [Л. 5]. Примеры построения вектора коэффициента усиления усилителя с положительной и отрицательной обратной связью приведены на рис. 104.

Указанные диаграммы построены лишь для одного значения частоты усиливаемого колебания. Многократно повторяя подобное построение для различных частот в пределах $0 < \omega < \infty$, нетрудно построить амплитудно-фазовую характеристику усилителя с обратной связью, описывающую его поведение в интервале частот.

Примером могут служить амплитудно-фазовые характеристики многокаскадных усилителей с частотно-независимой обратной связью, построенные для различных значений петлевого усиления $K\beta$ на рис. 105 для числа каскадов $m=1, 2, 3$ и 4. Как видно, с увеличением глубины обратной связи амплитудно-фазовая характеристика сжимается к началу координат.

В заключение необходимо отметить, что амплитудно-фазовая характеристика позволяет судить об устойчивости усилителя с обратной связью, т. е. о возможности или невозможности его самовозбуждения. Не вдаваясь в глубокий анализ проблемы устойчивости (это сделано на значительно более высоком уровне в ряде фундаментальных работ), достаточно указать лишь наиболее характерные случаи.

Так, если амплитудно-фазовая характеристика проходит через точку с полярными координатами $K=1$ и $\varphi=0$, которая отвечает условию баланса фаз и амплитуд, то в системе возникают установившиеся колебания с частотой, отвечающей положению вектора K вдоль вещественной оси ($\varphi=0$). При $\varphi=0$ и $K<1$ колебания, возникающие в усилителе, затухают, а при $K>1$ нарастают. Фактически это и есть формулировка известного критерия Найквиста: замкнутая система неустойчива и в ней возникают автоколебания, если амплитудно-фазовая характеристика разомкнутой системы охватывает точку $(1,0)$. Кроме того, амплитудно-фазовые характеристики позволяют определить частоту и амплитуду установившихся колебаний. Этот вопрос, однако, выходит за рамки настоящей книги и здесь не рассматривается.

Оценка фазовой неустойчивости усилительных устройств

44. Общая классификация причин неустойчивости фазового сдвига в усилительном устройстве

Рассматривая в самом общем виде фазовую характеристику одиночного усилительного каскада

$$\varphi(\omega)_i = \varphi(\omega)_y + \varphi(\omega)_{ц.м.с} = \varphi(\omega)_y + \arctg \frac{X_{н.э.кв}(\omega)}{R_{н.э.кв}(\omega)} \quad (360)$$

и многокаскадного усилителя

$$\varphi(\omega)_\Sigma = \sum_{i=1}^n \varphi(\omega)_i, \quad (361)$$

нетрудно установить основные причины, вызывающие отклонение фазового сдвига от расчетного значения и его неустойчивость в процессе эксплуатации. Это — факторы схемно-электрического и конструктивно-технологического происхождения, а также влияние изменений уровня усиливаемого колебания (или другого электрического воздействия, управляющего параметрами усилителя).

Поскольку все указанные факторы могут полагаться независимыми, то результирующее отклонение фазового сдвига ($\Delta\varphi_{рез}$) от расчетного (или начального) значения может быть определено как сумма (M) нескольких составляющих, каждая из которых — $\Delta\varphi(\omega)_i$ — обусловлена действием того или иного фактора:

$$\Delta\varphi(\omega)_{рез} = \sum_{i=1}^M \Delta\varphi(\omega)_i. \quad (362)$$

Классификация причин, вызывающих неустойчивость фазового сдвига усилителя, основывается на следующем. Поскольку любой усилительный каскад выполнен в виде последовательного соединения двух конструктивно отдельных узлов — усилительного прибора и цепи межкаскадной связи, то в каскаде имеется лишь два потенциальных источника фазовой неустойчивости, т. е.

$$\varphi(\omega)_i \pm \Delta\varphi(\omega)_i = \varphi(\omega)_0 \pm \Delta\varphi(\omega)_y \pm \Delta\varphi(\omega)_{ц.м.с}; \quad (363)$$

здесь $\Delta\varphi(\omega)_y$ — составляющая фазовой неустойчивости, обусловленная изменением параметров усилительного прибора; $\Delta\varphi(\omega)_{ц.м.с}$ — составляющая фазовой неустойчивости, обусловленная изменением параметров цепи межкаскадной связи.

В тех случаях, когда в состав усилительных каскадов вводятся специальные управляемые цепи — аттенюаторы, при помощи которых осуществляется регулировка усиления, выражение (363) может быть дополнено еще одним слагаемым $\Delta\varphi(\omega)_{упр}$, определяющим изменение фазовых свойств аттенюатора под влиянием управляющего воздействия,

$$\Delta\varphi(\omega)_i = \pm \Delta\varphi(\omega)_y \pm \Delta\varphi(\omega)_{ц.м.с} \pm \Delta\varphi(\omega)_{упр}. \quad (364)$$

Под управляющим воздействием следует понимать либо электрический сигнал, вырабатываемый в специальном устройстве, либо само усиливаемое колебание, если оно непосредственно используется, как в логарифмических усилителях, для целей управления усилением. В последнем случае можно говорить о зависимости фазового сдвига от изменений уровня входного сигнала.

Теперь можно непосредственно перейти к определению зависимости каждой из составляющих неустойчивости фазового сдвига каскада от разнообразных факторов.

Неустойчивость составляющей фазового сдвига, определяемой конечным временем пролета носителей заряда в усилительном приборе, обусловлена следующими причинами. Изменения режима работы усилительного прибора по постоянному току, определяемого совокупностью постоянных напряжений на отдельных электродах и токов, протекающих в их цепях,

$$\Delta\varphi_{y1} = \sum_{k=1}^N \psi_1(U_k, I_k), \quad (365)$$

где N — число электродов прибора. Изменения температуры, обусловленные как действием на прибор окружающей его среды, так и тепловыми процессами, происходящими в приборе в процессе его эксплуатации,

$$\Delta\varphi_{y2} = \psi_2(t^\circ).$$

При этом влияние изменений внешней и внутренней температуры на неустойчивость обусловленного уси-

тельным прибором фазового сдвига проявляется более или менее заметно в зависимости от типа прибора. Так, например, действием окружающей температуры на электронные лампы можно пренебречь, поскольку температура катода, эмиттирующего электроны, составляет приблизительно 1500 К и значительно превышает температуру окружающей среды. В то же время действие окружающей температуры на транзисторы в силу физических принципов их работы проявляется весьма заметно и пренебрегать им нельзя.

Изменения параметров усилительного прибора во времени, т. е. в процессе его старения,

$$\Delta\varphi_{y3} = \psi_3(t). \quad (367)$$

Изменения рабочей частоты

$$\Delta\varphi_{y4} = \psi_4(\omega). \quad (368)$$

Как очевидно, влияние этой составляющей нестабильности фазового сдвига проявляется при соизмеримости времени пролета носителей заряда в приборе и периода усиливаемых колебаний. Известно, что электронные лампы полагаются безынерционными вплоть до частот 150—200 МГц, в то время как инерционность транзисторов начинает проявляться на частотах порядка единиц и десятков килогерц. В применении к транзисторам более правильным является оценка изменений фазового сдвига в зависимости от величины отношения ω/ω_a .

Фазовая нестабильность зависит также от линейных размеров усилительных приборов и их технологического разброса:

$$\Delta\varphi_{y5} = \psi_5 \left[\sum_{k=1}^N (l_k \pm \Delta l_k) \right]. \quad (369)$$

Известно, что уменьшение линейных размеров усилительных приборов, являющееся в последние десятилетия основной тенденцией развития электроники, ведет к увеличению технологического разброса как линейных размеров, так и параметров прибора.

Физические особенности, лежащие в основе действия усилительных приборов различных типов, также влияют на фазовую нестабильность:

$$\Delta\varphi_{y6} = \psi_6(\Phi). \quad (370)$$

Изменения уровня управляющего воздействия, поступающего при необходимости так называемой «режимной» регулировки усиления на какой-либо из электродов прибора и изменяющего режим работы последнего по постоянному току,

$$\Delta\varphi_{\gamma 7} = \psi_7(\Delta U_{\text{упр}}). \quad (371)$$

Поскольку действие всех указанных выше факторов проявляется в отклонении фазового сдвига, вносимого прибором, от номинального (или расчетного) значения, то с учетом соотношений (365)—(371) можно написать следующее выражение:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(\omega)_{yi} = & \sum_{k=1}^N \psi_1(U_k, I_k) + \psi_2(t^0) + \psi_3(t) + \psi_4(\omega) + \\ & + \psi_5 \left[\sum_{k=1}^N (l \pm \Delta l_k) \right] + \psi_6(\Phi) + \psi_7(\Delta U_{\text{упр}}) \pm \kappa_1, \end{aligned} \quad (372)$$

или

$$\varphi(\omega)_{yi} = \varphi(\omega)_{y.\text{ном}} \pm \sum_{j=1}^{b_1} \Delta\varphi(\omega)_{yj} \pm \kappa_1; \quad (373)$$

здесь b_1 — общее число составляющих нестабильности фазового сдвига, учитываемых при расчете; κ_1 — коэффициент, учитывающий взаимосвязь различных факторов, действующих на стабильность вносимого усилительным прибором фазового сдвига. Аналитическое определение этого коэффициента является весьма трудным делом и поэтому следует говорить лишь об эмпирическом пути оценки его значений в каждом конкретном случае.

Нестабильность составляющей фазового сдвига, обусловленной дифференциальным фазовым запаздыванием в цепи межкаскадной связи, также зависит от многих причин. К ним относятся следующие причины.

Расстройка каскада относительно заданного значения резонансной частоты:

$$\Delta\varphi_{\text{ц.м.с1}} = \psi_1(\Delta f_i). \quad (374)$$

В реальных условиях радиотехнического производства невозможно обеспечить абсолютно точную настройку каскада на заданную частоту. Отсюда очевидно, что эта составляющая фазовой нестабильности зависит в первую очередь от квалификации технического персонала,

т. е. от чисто субъективных факторов, а также от качества примененных измерительных приборов и правильности составления функциональных схем измерения.

Расстройка каскада, которая вызвана изменением параметров элементов, входящих в состав цепей межкаскадной связи, под действием температуры окружающей среды и других факторов климатического происхождения давления, влажности и т. д.:

$$\Delta\varphi_{ц.м.с2}=\psi_2(t^{\circ}). \quad (375)$$

Расстройка каскада, вызванная изменением параметров элементов цепей межкаскадной связи во времени, т. е. их старением:

$$\Delta\varphi_{ц.м.с3}=\psi_3(t). \quad (376)$$

Расстройка каскада, обусловленная изменением режима работы усилительного прибора по постоянному току:

$$\Delta\varphi_{ц.м.с4}=\psi_4\left[\sum_{k=1}^N f(U_k, I_k)\right]. \quad (377)$$

Действительно, комплексные входное и выходное сопротивления усилительных приборов оказывают определенное влияние на результирующие параметры цепей межкаскадной связи. При этом следует отметить, что влияние усилительных приборов на фазочастотные свойства усилителей проявляется на сравнительно высоких частотах, где роль элементов цепей с сосредоточенными параметрами проявляется слабо.

Расстройка каскада, обусловленная наличием прямого и обратного прохождения сигнала через канал обратной передачи, существующий в усилительном приборе:

$$\Delta\varphi_{ц.м.с5}=\psi_5(Y_{12}), \quad (378)$$

где Y_{12} — проходная проводимость усилительного прибора, определяемая междуэлектродной емкостью между анодом и управляющей сеткой лампы или комплексной проводимостью между коллектором и базой биполярного транзистора, стоком и затвором полевого транзистора.

Расстройка каскада, которая вызвана изменением комплексной проводимости нелинейных элементов, включенных (при необходимости осуществлять регулировку усиления) в состав цепи межкаскадной связи и управ-

ляемых под действием управляющего электрического воздействия:

$$\Delta\varphi_{\text{ц.м.сб}} = \psi_6(\Delta U_{\text{упр}}). \quad (379)$$

Обозначая составляющую фазового сдвига каскада в идеализированном каскаде как $\Delta\varphi_{\text{ц.м.с}}(\omega)_{\text{ном}}$ и учитывая соотношения (374) — (379), можно написать следующее общее выражение:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(\omega)_{\text{ц.м.с}i} = & \psi_1(\Delta f_i) + \psi_2(t^0) + \psi_3(t) + \\ & + \psi_4 \left[\sum_{k=1}^N f(U_k, I_k) \right] + \psi_5(Y_{12}) + \psi_6(\Delta U_{\text{упр}}) \pm \kappa_2, \end{aligned} \quad (380)$$

или

$$\varphi(\omega)_{\text{ц.м.с}} = \varphi(\omega)_{\text{ц.м.с.ном}} \pm \sum_{j=1}^{b_2} \Delta\varphi_{\text{ц.м.с}j} \pm \kappa_2; \quad (381)$$

здесь b_2 — общее число составляющих нестабильности фазового сдвига, учитываемых при расчете; κ_2 — коэффициент, определяемый эмпирическим путем и учитывающий взаимосвязь различных факторов, действующих на фазовое запаздывание.

Итак, на основании выражений (363), (364), (373) и (381) может быть определен результирующий фазовый сдвиг, вносимый каскадом:

$$\begin{aligned} \varphi(\omega)_i = & \varphi(\omega)_{\text{у.ном}} \pm \sum_{j=1}^{b_2} \Delta\varphi_{\text{у}j} \pm \kappa_1 + \varphi(\omega)_{\text{ц.м.с.ном}} \pm \\ & \pm \sum_{j=1}^{b_2} \Delta\varphi_{\text{ц.м.с}j} \pm \kappa_2. \end{aligned} \quad (382)$$

Соответственно фазовый сдвиг, создаваемый многокаскадным усилителем при наличии всего комплекса указанных воздействий, описывается выражением

$$\begin{aligned} \varphi(\omega)_\Sigma = & \sum_{i=1}^n \left[\varphi(\omega)_{\text{у.ном}} \pm \sum_{j=1}^b \Delta\varphi_{\text{у}j} \pm \kappa_1 + \varphi(\omega)_{\text{ц.м.с.ном}} \pm \right. \\ & \left. \pm \sum_{j=1}^{b_2} \Delta\varphi_{\text{ц.м.с}j} \pm \kappa_2 \right] \pm \kappa_3, \end{aligned} \quad (383)$$

где κ_3 — коэффициент, определяемый эмпирическим путем и учитывающий взаимное влияние отдельных каска-

дов и входящих в их состав элементов и цепей на результирующую величину фазовой неустойчивости, а также наличие паразитных обратных связей, которые охватывают многокаскадный усилитель.

В тех случаях, когда в состав усилителя или отдельных его каскадов введены специальные нелинейные аттенюаторы, к которым подведены управляющие воздействия, выражения (382) и (383) следует дополнить соответствующей составляющей фазовой неустойчивости. При необходимости фазовые сдвиги измеряют не в угловых, а во временных единицах. Соответственно искомой величиной является время дифференциального фазового запаздывания, а результирующие соотношения (382) и (383) представляют собой сумму величин, которые определяют как обусловленные активными и пассивными элементами усилителя составляющие временного запаздывания, так и их неустойчивость в меняющихся условиях эксплуатации.

Зависимость каждой из составляющих неустойчивости фазового сдвига (или времени дифференциального фазового запаздывания) от изменения интенсивности дестабилизирующего воздействия может быть получена аналитическим или эмпирическим путем в соответствии с известной и применяемой в радиотехнике методикой. Это, однако, выходит за рамки настоящей книги и здесь не рассматривается.

Проведенная классификация причин фазовой неустойчивости в усилительном устройстве имеет своей главной целью определение комплекса схемотехнических решений, способствующих уменьшению тех или иных составляющих неустойчивости. Пути технической реализации таких методов весьма многообразны.

45. Количественная оценка фазовой неустойчивости за счет действия различных дестабилизирующих факторов (технологический разброс параметров, климатические воздействия и др.)

В большинстве встречающихся случаев относительное изменение параметров элементов каскада, обусловленное дестабилизирующими факторами, проявляется незначительно. Это означает, что расстройка резонансных контуров, вызванная действием упомянутых факторов, значительно меньше ширины полосы пропускания.

Коэффициент передачи любого усилительного каскада может быть представлен в виде [Л. 11]

$$\dot{K} = \frac{C_1 + jD_1}{C_2 + jD_2}, \quad (384)$$

где C_1, C_2, D_1, D_2 — вещественные многочлены, являющиеся функциями параметров элементов каскада X_1, X_2, \dots, X_n . Тогда для определения фазового сдвига и времени запаздывания усилительного каскада могут быть написаны следующие общие выражения:

$$\varphi = -\arctg \frac{C_2 D_1 - C_1 D_2}{C_1 C_2 - D_1 D_2}; \quad (385)$$

$$\tau = -\frac{d\varphi}{d\omega} = \frac{P_1}{P_2}, \quad (386)$$

где P_1, P_2 — многочлены, являющиеся функциями параметров элементов каскада X_1, X_2, \dots, X_n .

Зависимость величин фазового сдвига и неустойчивости времени запаздывания в каскаде от изменения параметров отдельных элементов может быть найдена, если воспользоваться разложением в ряд Тейлора и исходить при этом из предположения, что относительное изменение параметров элементов невелико. Тогда, ограничиваясь членами, содержащими ΔX_i в первой степени, можно написать:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \varphi(X_1 + \Delta X_1, \dots, X_n + \Delta X_n) - \\ &- \varphi(X_1, \dots, X_n) \approx \sum_{i=1}^n \frac{\partial \varphi(X_1, \dots, X_n)}{\partial X_i} \Delta X_i; \end{aligned} \quad (387)$$

$$\begin{aligned} \Delta\tau &= \tau(X_1 + \Delta X_1, \dots, X_n + \Delta X_n) - \\ &- \tau(X_1, \dots, X_n) \approx \sum_{i=1}^n \frac{\partial \tau(X_1, \dots, X_n)}{\partial X_i} \Delta X_i, \end{aligned} \quad (388)$$

где $\Delta\varphi, \Delta\tau$ — абсолютное изменение фазового сдвига и времени запаздывания в каскаде.

Дифференцируя выражения (385), (386), находим частные производные фазового сдвига и времени запаздывания:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial X_i} = \frac{C_1 \frac{\partial D_1}{\partial X_i} - D_1 \frac{\partial C_1}{\partial X_i}}{C_1^2 + D_1^2} + \frac{D_2 \frac{\partial C_2}{\partial X_i} - C_2 \frac{\partial D_2}{\partial X_i}}{C_2^2 + D_2^2}; \quad (389)$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial X_i} = \frac{P_2 \frac{\partial P_1}{\partial X_i} - P_1 \frac{\partial P_2}{\partial X_i}}{P_2^2}, \quad (390)$$

подставляя эти производные соответственно в (387) и (388), имеем:

$$\Delta\varphi \approx \sum_{i=1}^n \left(\frac{C_1 \frac{\partial D_1}{\partial X_i} - D_1 \frac{\partial C_1}{\partial X_i}}{C_1^2 + D_1^2} + \frac{D_2 \frac{\partial C_2}{\partial X_i} - C_2 \frac{\partial D_2}{\partial X_i}}{C_2^2 + D_2^2} \right) \Delta X_i; \quad (391)$$

$$\Delta\tau \approx \sum_{i=1}^n \left(\frac{P_2 \frac{\partial P_1}{\partial X_i} - P_1 \frac{\partial P_2}{\partial X_i}}{P_2^2} \right) \Delta X_i. \quad (392)$$

Выражения (391) и (392) имеют достаточно общий характер и поэтому применимы для аналитического исследования всех разновидностей усилительных каскадов (резонансных и апериодических). В частности, они позволяют при известном комплексном коэффициенте передачи конкретного усилительного каскада определить зависимость величин фазового сдвига и неустойчивости времени запаздывания от изменения параметров элементов каскада.

Анализ влияния изменения параметров одного из элементов X_i на величины фазового сдвига и времени запаздывания показывает, что значения $\Delta\varphi(X_i)$ или $\Delta\tau(X_i)$ могут обращаться в нуль (или быть достаточно малыми). В этом случае (особенно при большой неустойчивости параметра того или иного элемента схемы) необходимо пользоваться более точными формулами и учитывать вторую производную по X_i :

$$\Delta\varphi_i = \frac{\partial\varphi(X)}{\partial X_i} \Delta X_i + \frac{\partial^2\varphi(X)}{\partial X_i^2} \Delta X_i^2; \quad (393)$$

$$\Delta\tau_i = \frac{\partial\tau(X)}{\partial X_i} \Delta X_i + \frac{\partial^2\tau(X)}{\partial X_i^2} \Delta X_i^2. \quad (394)$$

Располагая аналитическими выражениями, определяющими зависимости величин фазового сдвига и неустойчивости времени запаздывания каскада от изменения параметров элементов, нетрудно найти вероятностную неустойчивость φ и τ , учитывающую неустойчивость всех элементов X_i . Неустойчивость параметров отдельных элементов усилителя обусловлена многими причинами, как внешними, так и внутренними (температура, влажность, давление окружающей среды, неповторяемость

технологического процесса изготовления и т. п.). Поэтому она носит случайный характер и в силу практически линейной зависимости фазового сдвига и нестабильности времени запаздывания каскада от нестабильности отдельных элементов последнего общая нестабильность должна подчиняться нормальному закону распределения [Л. 18], т. е.

$$W(\Delta\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D(\Delta\varphi)}} \exp \left\{ -\frac{[\Delta\varphi - M(\Delta\varphi)]^2}{2D(\Delta\varphi)} \right\}; \quad (395)$$

$$W(\Delta\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D(\Delta\tau)}} \exp \left\{ -\frac{[\Delta\tau - M(\Delta\tau)]^2}{2D(\Delta\tau)} \right\}; \quad (396)$$

здесь $W(\Delta\varphi)$, $W(\Delta\tau)$ — функции распределения нестабильности фазового сдвига и времени запаздывания в каскаде; $D(\Delta\varphi)$, $D(\Delta\tau)$, $M(\Delta\varphi)$, $M(\Delta\tau)$ — дисперсия и математическое ожидание общей нестабильности фазового сдвига и времени запаздывания в каскаде.

Соответственно интегральные функции распределения будут иметь вид:

$$F(\Delta\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D(\Delta\varphi)}} \int_{-\infty}^{\Delta\varphi} \exp \left\{ -\frac{[\Delta\varphi - M(\Delta\varphi)]^2}{2D(\Delta\varphi)} \right\} d(\Delta\varphi); \quad (397)$$

$$F(\Delta\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D(\Delta\tau)}} \int_{-\infty}^{\Delta\tau} \exp \left\{ -\frac{[\Delta\tau - M(\Delta\tau)]^2}{2D(\Delta\tau)} \right\} d(\Delta\tau). \quad (398)$$

Вероятность попадания величины $\Delta\varphi$ или $\Delta\tau$ в допуск, ограниченный пределами $\pm\Delta\varphi_{\text{макс}}$ или $\pm\Delta\tau_{\text{макс}}$, определяется на основе использования табулированной функции Лапласа $\Phi(X)$ [Л. 18]:

$$p(-\Delta\varphi_{\text{макс}} < \Delta\varphi < \Delta\varphi_{\text{макс}}) = \Phi \left[\frac{M(\Delta\varphi) + \Delta\varphi_{\text{макс}}}{\sqrt{D(\Delta\varphi)}} \right] - \Phi \left[\frac{M(\Delta\varphi) - \Delta\varphi_{\text{макс}}}{\sqrt{D(\Delta\varphi)}} \right]; \quad (399)$$

$$p(-\Delta\tau_{\text{макс}} < \Delta\tau < \Delta\tau_{\text{макс}}) = \Phi \left[\frac{M(\Delta\tau) + \Delta\tau_{\text{макс}}}{\sqrt{D(\Delta\tau)}} \right] - \Phi \left[\frac{M(\Delta\tau) - \Delta\tau_{\text{макс}}}{\sqrt{D(\Delta\tau)}} \right]. \quad (400)$$

При необходимости найти предельные величины изменения фазового сдвига и времени запаздывания ка-

скада следует воспользоваться формулами [Л. 19]

$$\Delta\varphi_{\text{макс}} = |M(\Delta\varphi)| + 3\sqrt{D(\Delta\varphi)}; \quad (401)$$

$$\Delta\tau_{\text{макс}} = |M(\Delta\tau)| + 3\sqrt{D(\Delta\tau)}, \quad (402)$$

которые определяют границы значений $\Delta\varphi$ и $\Delta\tau$, включающие в себя при различных соотношениях $M(\Delta\varphi)$, $M(\Delta\tau)$ и $D(\Delta\varphi)$, $D(\Delta\tau)$ от 99,73 до 99,87% всех случаев.

Из приведенных соотношений (395)—(402) следует, что задача определения вероятностной нестабильности $\Delta\varphi$ и $\Delta\tau$ фактически сводится к вычислению их средних значений $M(\Delta\varphi)$, $M(\Delta\tau)$ и дисперсий $D(\Delta\varphi)$, $D(\Delta\tau)$. На основе методов теории вероятностей известно, что $M(\Delta\varphi)$, $M(\Delta\tau)$, $D(\Delta\varphi)$ и $D(\Delta\tau)$ могут быть выражены через соответствующие числовые характеристики нестабильностей фазового сдвига и времени запаздывания каскада, вызываемых нестабильностью отдельных схемных элементов:

$$\left. \begin{aligned} D(\Delta\varphi) &= \sum_{i=1}^n D(\Delta\varphi_i) + 2 \sum_{i<j}^n K_{ij}(\Delta\varphi); \\ D(\Delta\tau) &= \sum_{i=1}^n D(\Delta\tau_i) + 2 \sum_{i<j}^n K_{ij}(\Delta\tau); \\ M(\Delta\varphi) &= \sum_{i=1}^n M(\Delta\varphi_i); \quad M(\Delta\tau) = \sum_{i=1}^n M(\Delta\tau_i); \end{aligned} \right\} \quad (403)$$

здесь $D(\Delta\varphi_i)$, $M(\Delta\varphi_i)$ и $D(\Delta\tau_i)$, $M(\Delta\tau_i)$ — дисперсия и математическое ожидание отдельных практически независимых составляющих нестабильностей фазового сдвига и времени запаздывания каскада соответственно, вызванных нестабильностью i -го элемента схемы; $K_{ij}(\Delta\varphi)$, $K_{ij}(\Delta\tau)$ — корреляционные моменты величин $\Delta\varphi_i$ и $\Delta\varphi_j$, $\Delta\tau_i$ и $\Delta\tau_j$; n — общее число элементов в каскаде.

Величины $D(\Delta\varphi_i)$, $D(\Delta\tau_i)$, $M(\Delta\varphi_i)$, $M(\Delta\tau_i)$ можно выразить через числовые характеристики нестабильности параметров отдельных элементов, используя выражение (389), (390) для конкретной схемы построения усилительного каскада:

$$\left. \begin{aligned} D(\Delta\varphi_i) &= F^2(\Delta\varphi_i) V_i^2; \quad D(\Delta\tau_i) = F^2(\Delta\tau_i) V_i^2; \\ M(\Delta\varphi_i) &= F(\Delta\varphi_i) m_i; \quad M(\Delta\tau_i) = F(\Delta\tau_i) m_i; \end{aligned} \right\} \quad (404)$$

здесь $F(\Delta\varphi_i)$, $F(\Delta\tau_i)$ — коэффициенты влияния, определяющие зависимость величин фазового сдвига и нестабильности времени запаздывания каскада от изменения параметра i -го элемента; m_i — матема-

тическое ожидание относительной нестабильности параметра i -го элемента; V_i — вариация нестабильности i -го элемента, равная отношению среднего квадратичного отклонения к среднему значению параметра элемента.

Подставляя выражения (404) в (403), получаем:

$$\left. \begin{aligned} D(\Delta\varphi) &= \sum_{i=1}^n F^2(\Delta\varphi_i) V_i^2 + 2 \sum_{i<j}^n F(\Delta\varphi_i) F(\Delta\varphi_j) K'_{ij}(\Delta\varphi); \\ D(\Delta\tau) &= \sum_{i=1}^n F^2(\Delta\tau_i) V_i^2 + 2 \sum_{i<j}^n F(\Delta\tau_i) F(\Delta\tau_j) K'_{ij}(\Delta\tau); \\ M(\Delta\varphi) &= \sum_{i=1}^n F(\Delta\varphi_i) m_i; \quad M(\Delta\tau) = \sum_{i=1}^n F(\Delta\tau_i) m_i, \end{aligned} \right\} \quad (405)$$

где $K'_{ij}(\Delta\varphi)$, $K'_{ij}(\Delta\tau)$ — корреляционные моменты относительной нестабильности параметров i -го и j -го схемных элементов.

Приведенные соотношения являются достаточно общими. Они могут быть использованы для учета влияния нестабильности элементов усилительного каскада на общую нестабильность фазового сдвига и времени запаздывания в нем при условии линейной зависимости φ и τ каскада от изменения параметров схемных элементов.

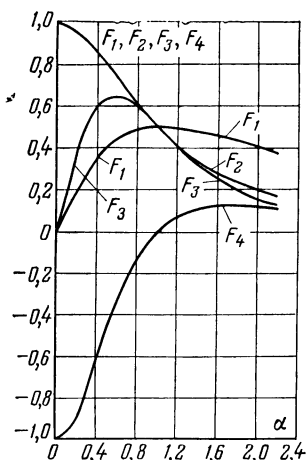
Ниже приведены выражения и построенные в соответствии с ними графики для определения значений коэффициентов влияния $F(\Delta\varphi_i)$ и $F(\Delta\tau_i)$, а также выражения для расчета дисперсии и математического ожидания нестабильностей фазового сдвига и времени запаздывания сигнала. Они относятся к наиболее распространенным на практике способам построения усилительных каскадов.

46. Расчет значений $F(\Delta\varphi_i)$, $F(\Delta\tau_i)$, $D(\Delta\varphi)$, $D(\Delta\tau)$, $M(\Delta\varphi)$ и $M(\Delta\tau)$ для усилителя с одиночными колебательными контурами

Исходя из высокочастотной схемы замещения резонансного каскада с одиночным колебательным контуром, представленной на рис. 81, а, комплексный коэффициент передачи каскада запишется известным соотношением

$$K = \frac{S_y R}{g(1 + ja)}. \quad (406)$$

Рис. 106. Зависимость коэффициентов влияния F_1, F_2, F_3, F_4 от обобщенной расстройки.



Фазовая характеристика и характеристика времени запаздывания каскада были приведены ранее.

Для определения многочленов C_1, C_2, D_1, D_2, P_1 и P_2 подставим выражение для обобщенной расстройки эквивалентного колебательного контура α в (406), (71) и полученные после подстановки выражения сравним с (384) и (386). Взяв от полученных многочленов C_1, C_2, D_1, D_2, P_1 и P_2 частные производные по X_i , найдем $\partial\varphi/\partial X_i$ и $\partial\tau/\partial X_i$ с помощью выражений (389) и (390). В результате могут быть получены следующие соотношения для определения зависимости фазового сдвига и неустойчивости времени запаздывания резонансного каскада от изменений параметров элементов контура (рис. 81):

$$\Delta\varphi_g = \frac{-\alpha}{1+\alpha^2} \frac{\Delta g}{g} = -F_1(\alpha) \frac{\Delta g}{g}; \quad (407)$$

$$\Delta\varphi_L = \frac{Q}{1+\alpha^2} \frac{\Delta L}{L} = F_2(\alpha) Q \frac{\Delta L}{L}; \quad (408)$$

$$\Delta\varphi_C = \frac{Q}{1+\alpha^2} \frac{\Delta C}{C} = F_2(\alpha) Q \frac{\Delta C}{C}; \quad (409)$$

$$\Delta\tau_L = \frac{-2\alpha Q}{(1+\alpha^2)^2} \frac{1}{\pi\Delta F_i} \frac{\Delta L}{L} = -F_3(\alpha) Q \frac{1}{\pi\Delta F_i} \frac{\Delta L}{L}; \quad (410)$$

$$\begin{aligned} \Delta\tau_C &= \left[\frac{-2\alpha Q}{(1+\alpha^2)^2} + \frac{1}{1+\alpha^2} \right] \frac{1}{\pi\Delta F_i} \frac{\Delta C}{C} = \\ &= [-F_3(\alpha) Q + F_2(\alpha)] \frac{1}{\pi\Delta F_i} \frac{\Delta C}{C}; \end{aligned} \quad (411)$$

$$\Delta\tau_g = \frac{(\alpha^2 - 1)}{(1+\alpha^2)^2} \frac{1}{\pi\Delta F_i} \frac{\Delta g}{g} = F_4(\alpha) \frac{1}{\pi\Delta F_i} \frac{\Delta g}{g}; \quad (412)$$

здесь в качестве нормированных коэффициентов влияния используются функции $F(\alpha)$:

$$\left. \begin{aligned} F_1(\alpha) &= \alpha/(1+\alpha^2); & F_2(\alpha) &= 1/(1+\alpha^2); \\ F_3(\alpha) &= 2\alpha/(1+\alpha^2)^2; & F_4(\alpha) &= (\alpha^2 - 1)/(1+\alpha^2)^2, \end{aligned} \right\} \quad (413)$$

графики зависимости которых от обобщенной расстройки приведены на рис. 106.

В соответствии с выражениями (391) и (392) аналитическая запись зависимости фазового сдвига и неустойчивости времени за-

паздывания каскада от изменения параметров элементов цепи меж-каскадной связи имеет вид:

$$\Delta\varphi = -F_1(\alpha) \frac{\Delta g}{g} + F_2(\alpha) Q \left(\frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta C}{C} \right); \quad (414)$$

$$\Delta\tau = \left[-F_3(\alpha) Q \left(\frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta C}{C} \right) + F_2(\alpha) \frac{\Delta C}{C} + F_4(\alpha) \frac{\Delta g}{g} \right] \frac{1}{\pi \Delta F_i}. \quad (415)$$

Дисперсия и математическое ожидание нестабильностей фазового сдвига и времени запаздывания резонансного усилителя, содержащего n идентичных каскадов, при некоррелированной нестабильности отдельных элементов каскада определяются на основании следующих выражений:

$$D(\Delta\varphi) = n [F_1^2(\alpha) V_g^2 + F_2^2(\alpha) Q^2 (V_L^2 + V_C^2)]; \quad (416)$$

$$D(\Delta\tau) = n \{ F_3^2(\alpha) Q^2 V_L^2 + [-F_3(\alpha) Q + F_2(\alpha)]^2 V_C^2 + F_4^2(\alpha) V_g^2 \} \frac{1}{\pi^2 \Delta F_i^2}; \quad (417)$$

$$M(\Delta\varphi) = n [-F_1(\alpha) m_g + F_2(\alpha) Q (m_L + m_C)]; \quad (418)$$

$$M(\Delta\tau) = n [F_2(\alpha) m_C - F_3(\alpha) Q (m_L + m_C) + F_4(\alpha) m_g] \frac{1}{\pi \Delta F_i}. \quad (419)$$

При пользовании графиками, изображенными на рис. 106, и формулами (407)—(412), (414)—(419) для определения нестабильности фазового сдвига и времени запаздывания в пределах полосы пропускания каскада следует иметь в виду, что функция $F_1(\alpha)$, $F_3(\alpha)$ являются нечетными.

47. Расчет значений нестабильности фазового сдвига и времени запаздывания усилителя с полюсовыми фильтрами

Зависимости $F(\Delta\varphi_i)$, $F(\Delta\tau_i)$, $D(\Delta\varphi)$, $D(\Delta\tau)$, $M(\Delta\varphi)$ и $M(\Delta\tau)$ будут рассмотрены ниже на примере двух наиболее распространенных схем включения системы связанных контуров, которые изображены на рис. 86 и 87. Именно к этим схемам могут быть сведены все известные в радиотехнике разновидности схем построения каскадов с двухконтурными полосовыми фильтрами. Для определенности ниже рассматривается система высокодобротных связанных контуров с чисто емкостной связью, что не влияет на общность конечных результатов. Схемы полосовых фильтров с внутренней и внешней связью тождественны и пересчеты их производятся по простым формулам [Л. 20].

Комплексный коэффициент передачи обоих типов каскадов со связанными контурами определяется выражениями [Л. 7]:

$$\dot{K}_I = \frac{S_y R_1 (1 + j\alpha_2)}{(1 - \alpha_1 \alpha_2 + A^2) + j(\alpha_1 + \alpha_2)}; \quad (420)$$

$$\dot{K}_{II} = \frac{S_y \sqrt{R_1 R_2} jA}{(1 - \alpha_1 \alpha_2 + A^2) + j(\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad (421)$$

а фазовые характеристики и характеристики времени запаздывания—выражениями (273), (274) и (278), (279).

Подставив выражения для фактора связи A и обобщенных расстроек первого и второго эквивалентных изолированных колебательных контуров α_1 и α_2 в (420), (421), (278), (279), можно определить многочлены C_1 , C_2 , D_1 , D_2 , P_1 и P_2 путем сравнения полученных выражений с выражениями (384) и (386). Далее, взяв частные производные от многочленов по X_i , с помощью формул (389) и (390) находим $\partial\varphi/\partial X_i$ и $\partial\tau/\partial X_i$.

Ниже приведены выражения, полученные в соответствии с формулами (391) и (392), для определения зависимости фазового сдвига и неустойчивости времени запаздывания в усилительных каскадах рис. 86 и 87 от изменения параметров элементов первого эквивалентного изолированного колебательного контура связанной системы:

$$\Delta\varphi_{b12} = \frac{2(\alpha_1 + \alpha_2)A^2}{(1 - \alpha_1\alpha_2 + A^2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2} \frac{\Delta b_{12}}{b_{12}}; \quad (422)$$

$$\Delta\varphi_{L1} = - \frac{\alpha_2(\alpha_1 + \alpha_2) + (1 - \alpha_1\alpha_2 + A^2)}{(1 - \alpha_1\alpha_2 + A^2)^2 + (\alpha_2 + \alpha_2)^2} \frac{\Delta L_1}{L_1} Q_1; \quad (423)$$

$$\Delta\varphi_{C1} = - \frac{\alpha_2(\alpha_1 + \alpha_2) + (1 - \alpha_1\alpha_2 + A^2)}{(1 - \alpha_1\alpha_2 + A^2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2} \frac{\Delta C_1}{C_1} Q_1; \quad (424)$$

$$\Delta\varphi_{g1} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_2(1 - \alpha_1\alpha_2 + A^2)}{(1 - \alpha_1\alpha_2 + A^2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2} \frac{\Delta g_1}{g_1}; \quad (425)$$

$$\Delta\tau_{b12} = \left\{ \frac{2A^2[1 + A^2 - \alpha_1\alpha_2]^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2}{[(1 - \alpha_1\alpha_2 + A^2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2]^2} - \frac{4A^2(1 + A^2 - \alpha_1\alpha_2)[(1 + A^2 + \alpha_2^2)1/\pi\Delta F_1 + (1 + A^2 + \alpha_1^2)1/\pi\Delta F_2]}{[(1 - \alpha_1\alpha_2 + A^2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2]^2} \right\} \frac{\Delta b_{12}}{b_{12}}; \quad (426)$$

$$\Delta\tau_{L1} = \frac{2[(1 + A^2 - \alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2]\alpha_1 1/\pi\Delta F_2 - 2[(1 + A^2 + \alpha_2^2)1/\pi\Delta F_1 + (1 + A^2 + \alpha_1^2)1/\pi\Delta F_2] \times \times [(\alpha_1 + \alpha_2) - \alpha_2(1 + A^2 - \alpha_1\alpha_2)]}{[(1 - \alpha_1\alpha_2 + A^2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2]^2} Q_1 \frac{\Delta L_1}{L_1}; \quad (427)$$

$$\Delta\tau_{C1} = \left\{ \frac{2\alpha_1(1 + A^2 - \alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2}{[(1 + A^2 - \alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2]^2} - \frac{2[(1 + A^2 + \alpha_2^2)1/\pi\Delta F_1 + (1 + A^2 + \alpha_1^2)1/\pi\Delta F_2] \times \times [(1 + A^2 - \alpha_1\alpha_2)(-\alpha_2) + (\alpha_1 + \alpha_2)]}{[(1 + A^2 - \alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2]^2} \right\} \frac{\Delta C_1}{C_1}; \quad (428)$$

$$\Delta\tau_{g1} = - \left\{ \frac{[(1+A^2-\alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1+\alpha_2)^2] [2A^2/\pi\Delta F_1 + \rightarrow + (A^2+2\alpha_1^2) 1/\pi\Delta F_2 + (1+\alpha_2^2) 1/\pi\Delta F_1] \rightarrow + \frac{2[(1+A^2-\alpha_1\alpha_2)(\alpha_1\alpha_2-A^2) - (\alpha_1+\alpha_2)\alpha_1] [(1+A^2+ \rightarrow + \alpha_2^2) 1/\pi\Delta F_1 + (1+A^2+\alpha_1^2) 1/\pi\Delta F_2]}{[(1+A^2-\alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1+\alpha_2)^2]^2} \rightarrow \right\} \frac{\Delta g_1}{g_1}. \quad (429)$$

Соответствующие выражения для определения зависимости фазового сдвига и неустойчивости времени запаздывания от изменения параметров элементов второго эквивалентного изолированного контура — в усилительном каскаде, схема которого изображена на рис. 87, могут быть получены простой заменой индексов в формулах (422) — (429), а для каскада, схема которого изображена на рис. 86, запишутся:

$$\Delta\varphi_{L2} = - \left[\frac{\alpha_1(\alpha_1+\alpha_2) + (1+A^2-\alpha_1\alpha_2)}{(1+A^2-\alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1+\alpha_2)^2} + \frac{1}{1+\alpha_2^2} \right] Q_2 \frac{\Delta L_2}{L_2}; \quad (430)$$

$$\Delta\varphi_{C2} = - \left[\frac{\alpha_1(\alpha_1+\alpha_2) + (1+A^2-\alpha_1\alpha_2)}{(1+A^2-\alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1+\alpha_2)^2} + \frac{1}{1+\alpha_2^2} \right] Q_2 \frac{\Delta C_2}{C_2}; \quad (431)$$

$$\Delta\varphi_{g2} = \left[\frac{\alpha_1+\alpha_2-\alpha_1(1-\alpha_1\alpha_2+A^2)}{(1+A^2-\alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1+\alpha_2)^2} + \frac{\alpha_2}{1+\alpha_2^2} \right] \frac{\Delta g_2}{g_2}; \quad (432)$$

$$\Delta\tau_{L2} = \left\{ \frac{2[(1+A^2-\alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1+\alpha_2)] \alpha_2 1/\pi\Delta F_1 - \rightarrow - 2[(1+A^2+\alpha_1^2) 1/\pi\Delta F_2 + (1+A^2+\alpha_2^2) 1/\pi\Delta F_1] \times \rightarrow \times [(\alpha_1+\alpha_2) - \alpha_1(1+A^2-\alpha_1\alpha_2)]}{[(1+A^2-\alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1+\alpha_2)^2]^2} Q_2 + \frac{2\alpha_2}{[1+\alpha_2^2]^2} \frac{Q_2}{\pi\Delta F_2} \right\} \frac{\Delta L_2}{L_2}; \quad (433)$$

$$\Delta\tau_{C2} = \left\{ \frac{2\alpha_2[(1+A^2-\alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1+\alpha_2)^2] 1/\pi\Delta F_1 - \rightarrow - 2[(1+A^2+\alpha_1^2) 1/\pi\Delta F_2 + (1+A^2+\alpha_2^2) 1/\pi\Delta F_1] \times \rightarrow \times [(1+A^2-\alpha_1\alpha_2)(-\alpha_1) + (\alpha_1+\alpha_2)]}{[(1+A^2-\alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1+\alpha_2)^2]^2} Q_2 + \rightarrow + \frac{(1+A^2+\alpha_1^2) 1/\pi\Delta F_2}{[(1+A^2-\alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1+\alpha_2)^2]} + \rightarrow + \frac{1}{\pi\Delta F_2} \left[\frac{2\alpha_2 Q_2}{(1+\alpha_2^2)^2} - \frac{1}{1+\alpha_2^2} \right] \right\} \frac{\Delta C_2}{C_2}; \quad (434)$$

$$\Delta\tau_{g2} = - \left\{ \frac{[(1 + A^2 - \alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2] [A^2/\pi\Delta F_2 + \rightarrow}{[(1 + A^2 - \alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2]^2} \rightarrow \right. \\
\rightarrow \frac{+ (A^2 + 2\alpha_2^2) 1/\pi\Delta F_1 + (1 + \alpha_1^2) 1/\pi\Delta F_2]}{+} \\
+ \frac{2 [(1 + A^2 - \alpha_1\alpha_2) (\alpha_1\alpha_2 - A^2) - \alpha_2 (\alpha_1 + \alpha_2)] [(1 + A^2 + \rightarrow}{[(1 + A^2 - \alpha_1\alpha_2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2]^2} \rightarrow \\
\rightarrow \frac{+ \alpha_1^2) 1/\pi\Delta F_2 + (1 + A^2 + \alpha_2^2) 1/\pi\Delta F_1]}{+} \left. + \frac{\alpha_2^2 - 1}{(1 + \alpha_2^2)^2} \frac{1}{\pi\Delta F_2} \right\} \frac{\Delta g_2}{g_2}. \quad (435)$$

Для случая, наиболее часто встречающегося на практике, когда высокодобротные контуры связанной системы идентичны ($L_1=L_2==L$, $C_1=C_2=C$, $g_1=g_2=g$), имеем:

для каскада, схема которого изображена на рис. 87,

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi_{b12} &= F_5(A, \alpha) \frac{\Delta b_{12}}{b_{12}}; \quad \Delta\varphi_L = -F_6(A, \alpha) \frac{\Delta L}{L} Q; \\ \Delta\varphi_C &= -F_6(A, \alpha) \frac{\Delta C}{C} Q; \quad \Delta\varphi_g = F_7(A, \alpha) \frac{\Delta g}{g}; \end{aligned} \right\} \quad (436)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta\tau_{b12} &= F_8(A, \alpha) \frac{1}{\pi\Delta F_1} \frac{\Delta b_{12}}{b_{12}}; \\ \Delta\tau_L &= F_9(A, \alpha) Q \frac{1}{\pi\Delta F_1} \frac{\Delta L}{L}; \\ \Delta\tau_C &= [F_9(A, \alpha) Q + F_6(A, \alpha)] \frac{1}{\pi\Delta F_1} \frac{\Delta C}{C}; \\ \Delta\tau_g &= -F_{10}(A, \alpha) \frac{1}{\pi\Delta F_1} \frac{\Delta g}{g}; \end{aligned} \right\} \quad (437)$$

для каскада, схема которого изображена на рис. 86,

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi_{b12} &= F_5(A, \alpha) \frac{\Delta b_{12}}{b_{12}}; \quad \Delta\varphi_{L1} = -F_6(A, \alpha) Q \frac{\Delta L_1}{L_1}; \\ \Delta\varphi_{C1} &= -F_6(A, \alpha) \frac{\Delta C_1}{C_1} Q; \quad \Delta\varphi_{g1} = F_7(A, \alpha) \frac{\Delta g_1}{g_1}; \\ \Delta\varphi_{L2} &= -[F_6(A, \alpha) + F_2(\alpha)] Q \frac{\Delta L_2}{L_2}; \\ \Delta\varphi_{C2} &= -[F_6(A, \alpha) + F_2(\alpha)] Q \frac{\Delta C_2}{C_2}; \\ \Delta\varphi_{g2} &= [F_7(A, \alpha) + F_1(\alpha)] \frac{\Delta g_2}{g_2}; \end{aligned} \right\} \quad (438)$$

$$\begin{aligned}
\Delta\tau_{b12} &= F_8(A, \alpha) \frac{1}{\pi\Delta F_1} \frac{\Delta b_{12}}{b_{12}}; \\
\Delta\tau_{L1} &= F_9(A, \alpha) Q \frac{1}{\pi\Delta F_1} \frac{\Delta L_1}{L_1}; \\
\Delta\tau_{C1} &= [F_9(A, \alpha) Q + F_6(A, \alpha)] \frac{1}{\pi\Delta F_1} \frac{\Delta C_1}{C_1}; \\
\Delta\tau_{g1} &= -F_{10}(A, \alpha) \frac{1}{\pi\Delta F_1} \frac{\Delta g_1}{g_1}; \\
\Delta\tau_{C2} &= [F_9(A, \alpha) Q + F_6(A, \alpha) + F_3(\alpha) Q - \\
&\quad - F_2(\alpha)] \frac{1}{\pi\Delta F_2} \frac{\Delta C_2}{C_2}; \\
\Delta\tau_{L2} &= [F_9(A, \alpha) Q + F_3(\alpha) Q] \frac{1}{\pi\Delta F_2} \frac{\Delta L_2}{L_2}; \\
\Delta\tau_{g2} &= -[F_{10}(A, \alpha) + F_4(\alpha)] \frac{1}{\pi\Delta F_2} \frac{\Delta g_2}{g_2}.
\end{aligned} \tag{439}$$

В выражениях (436)—(439) в качестве нормированных коэффициентов влияния используются функции

$$F_5(A, \alpha) = \frac{4\alpha A^2}{(1 - \alpha^2 + A^2)^2 + 4\alpha^2}; \tag{440}$$

$$F_6(A, \alpha) = \frac{1 + \alpha^2 + A^2}{(1 - \alpha^2 + A^2)^2 + 4\alpha^2}; \tag{441}$$

$$F_7(A, \alpha) = \frac{\alpha(1 + \alpha^2 - A^2)}{(1 - \alpha^2 + A^2)^2 + 4\alpha^2}; \tag{442}$$

$$F_8(A, \alpha) = \frac{4A^2 [3\alpha^4 + 2\alpha^2(1 - A^2) - (1 + A^2)^2]}{[(1 + A^2 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2]^2}; \tag{443}$$

$$\begin{aligned}
F_9(A, \alpha) &= \frac{2\alpha [(1 + A^2 - \alpha^2) + 4\alpha^2]}{[(1 + A^2 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2]^2} - \\
&\quad - \frac{4(1 + A^2 + \alpha^2) [2\alpha - \alpha(1 + A^2 - \alpha^2)^2]}{[(1 + A^2 - \alpha^2) + 4\alpha^2]^2};
\end{aligned} \tag{444}$$

$$\begin{aligned}
F_{10}(A, \alpha) &= \frac{[(1 + A^2 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2] (1 + 3A^2 + 3\alpha^2)}{[(1 + A^2 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2]^2} + \\
&\quad + \frac{2[(1 + A^2 + \alpha^2) (1 + A^2 - \alpha^2) (\alpha^2 - A^2) - \alpha^2]}{[(1 + A^2 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2]^2},
\end{aligned} \tag{445}$$

графики которых, просчитанные на ЦВМ, приведены соответственно на рис. 107—112.

Общая зависимость нестабильностей фазового сдвига и времени запаздывания в каскаде от изменения параметров элементов эквива-

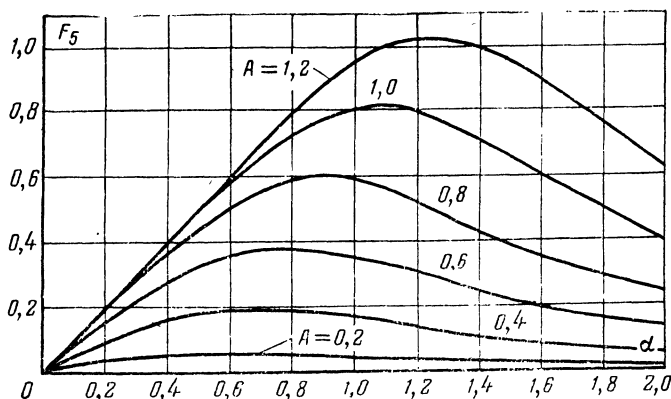


Рис. 107. Зависимость коэффициента влияния F_5 от обобщенной расстройки и фактора связи

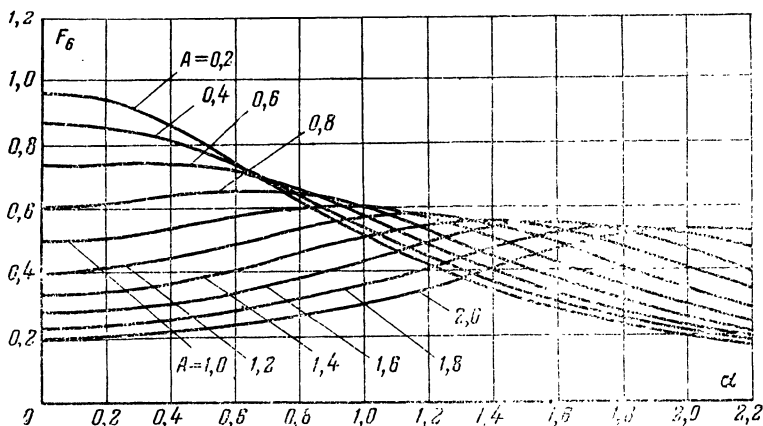


Рис. 108. Зависимость коэффициента влияния F_6 от обобщенной расстройки фактора связи.

лентной системы связанных контуров для каскадов, схемы которых приведены на рис. 86 и 87, составит:

$$\begin{aligned}
 \Delta\varphi_I = & F_5(A, \alpha) \frac{\Delta b_{12}}{b_{12}} - F_6(A, \alpha) Q \left(\frac{\Delta L_1 + \Delta L_2}{L} + \right. \\
 & \left. + \frac{\Delta C_1 + \Delta C_2}{C} \right) - F_2(A, \alpha) Q \left(\frac{\Delta L_2}{L} + \frac{\Delta C_2}{C} \right) + \\
 & + F_7(A, \alpha) \left(\frac{\Delta g_1 + \Delta g_2}{g} \right) + F_1(\alpha) \frac{\Delta g_2}{g_2};
 \end{aligned} \quad (116)$$

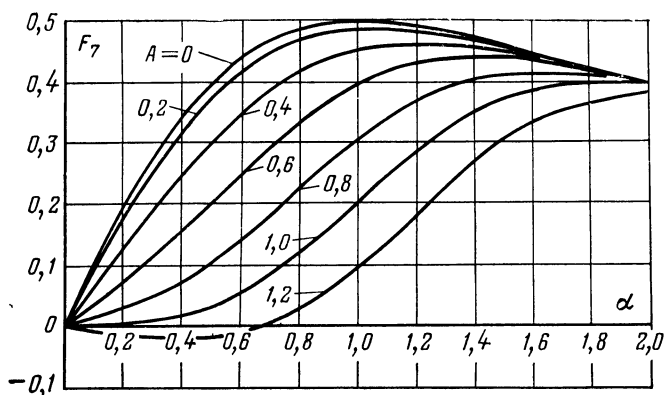


Рис. 109. Зависимость коэффициента влияния F_7 от обобщенной расстройки и фактора связи.

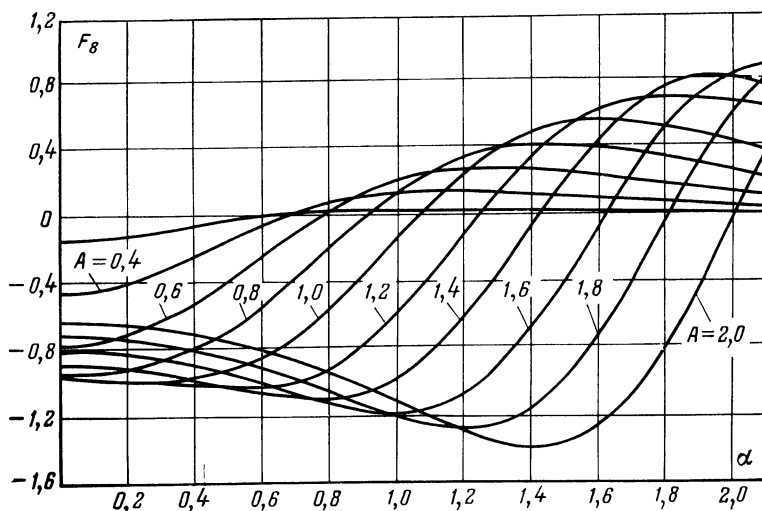


Рис. 110 Зависимость коэффициента влияния F_8 от обобщенной расстройки и фактора связи.

$$\begin{aligned} \Delta \tau_1 = & \left[F_8(A, \alpha) \frac{\Delta b_{12}}{b_{12}} + F_9(A, \alpha) Q \left(\frac{\Delta L_1 + \Delta L_2}{L} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\Delta C_1 + \Delta C_2}{C} \right) + F_3(A, \alpha) Q \left(\frac{\Delta L_2}{L} + \frac{\Delta C_2}{C} \right) + \right. \\ & \left. + F_6(A, \alpha) \left(\frac{\Delta C_1 + \Delta C_2}{C} \right) - F_2(\alpha) \frac{\Delta C_2}{C} - \right] \end{aligned}$$

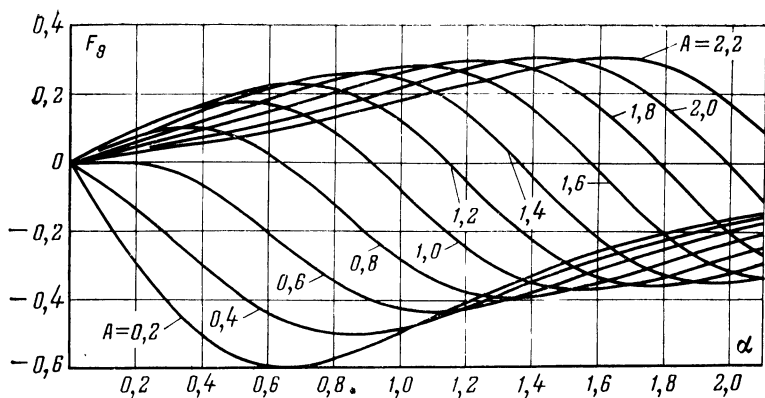


Рис. 111. Зависимость коэффициента влияния F_9 от обобщенной расстройки и фактора связи.

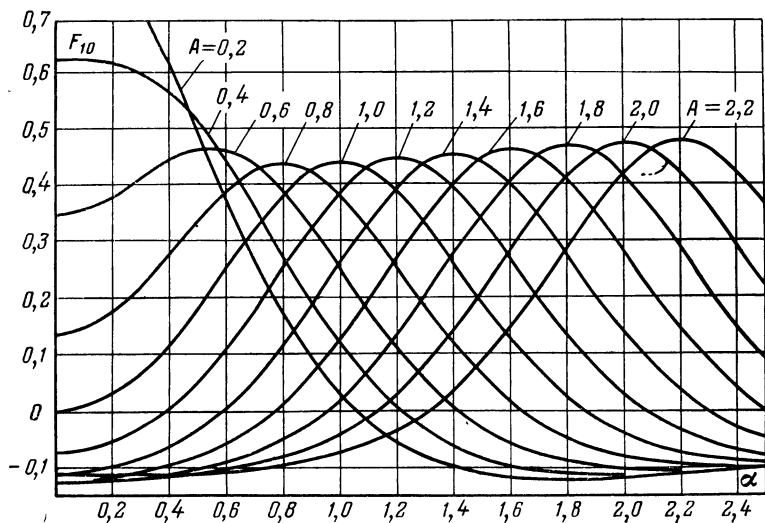


Рис. 112. Зависимость коэффициента влияния F_{10} от обобщенной расстройки и фактора связи.

$$-F_{10}(A, \alpha) \left(\frac{\Delta g_1 + \Delta g_2}{g} \right) - F_4(\alpha) \frac{\Delta g_2}{g_2} \left] \frac{1}{\pi \Delta F}; \quad (447)$$

$$\Delta \varphi_{II} = F_5(A, \alpha) \frac{\Delta b_{12}}{b_{12}} - F_6(A, \alpha) \left(\frac{\Delta L_1 + \Delta L_2}{L} + \right. \\ \left. + \frac{\Delta C_1 + \Delta C_2}{C} \right) Q + F_7(A, \alpha) \left(\frac{\Delta g_1 + \Delta g_2}{g} \right); \quad (448)$$

$$\Delta\tau_{II} = \left[F_8(A, \alpha) \frac{\Delta b_{12}}{b_{12}} + F_9(A, \alpha) Q \left(\frac{\Delta L_1 + \Delta L_2}{L} + \frac{\Delta C_1 + \Delta C_2}{C} \right) + F_6(A, \alpha) \left(\frac{\Delta C_1 + \Delta C_2}{C} \right) - F_{10}(A, \alpha) \left(\frac{\Delta g_1 + \Delta g_2}{g} \right) \right] \frac{1}{\pi \Delta F}. \quad (449)$$

Для резонансного усилителя с n идентичными каскадами при некоррелированной неустойчивости отдельных элементов каскада, воспользовавшись выражениями (405), получаем:

при построении каскадов по схеме рис. 86

$$D(\Delta\varphi) = n \{ F_5^2(A, \alpha) V_{b12}^2 + F_6^2(A, \alpha) Q^2 (V_{L1}^2 + V_{C1}^2) + [F_6(A, \alpha) + F_2(\alpha)]^2 Q^2 (V_{L2}^2 + V_{C2}^2) + F_7^2(A, \alpha) V_{g1}^2 + [F_7(A, \alpha) + F_1(\alpha)]^2 V_{g2}^2 \}; \quad (450)$$

$$D(\Delta\tau) = n \{ F_8^2(A, \alpha) V_{b12}^2 + F_9^2(A, \alpha) Q^2 V_{L1}^2 + [F_9(A, \alpha) + F_3(\alpha)]^2 Q^2 V_{L2}^2 + [F_9(A, \alpha) Q + F_6(A, \alpha)]^2 V_{C1}^2 + [F_9(A, \alpha) Q + F_6(A, \alpha) + F_3(\alpha) Q - F_2(\alpha)]^2 V_{C2}^2 + F_{10}^2(A, \alpha) V_{g1}^2 + [F_{10}(A, \alpha) + F_4(\alpha)]^2 V_{g2}^2 \} \frac{1}{\pi^2 \Delta F^2}; \quad (451)$$

$$M(\Delta\varphi) = n \{ F_5(A, \alpha) m_{b12} - F_6(A, \alpha) Q (m_{L1} + m_{L2} + m_{C1} + m_{C2}) - F_2(\alpha) (m_{L2} + m_{C2}) Q + F_7(A, \alpha) (m_{g1} + m_{g2}) + F_1(\alpha) m_{g2} \}; \quad (452)$$

$$M(\Delta\tau) = n \{ F_8(A, \alpha) m_{b12} + F_9(A, \alpha) Q (m_{L1} + m_{L2} + m_{C1} + m_{C2}) + F_3(\alpha) Q (m_{L2} + m_{C2}) + F_6(A, \alpha) (m_{C1} + m_{C2}) - F_2(\alpha) m_{C2} - F_{10}(A, \alpha) (m_{g1} + m_{g2}) - F_4(\alpha) m_{g2} \} \frac{1}{\pi \Delta F}; \quad (453)$$

при построении каскадов по схеме рис. 87

$$D(\Delta\varphi) = n \{ F_5^2(A, \alpha) V_{b12}^2 + F_6^2(A, \alpha) Q^2 (V_{L1}^2 + V_{L2}^2 + V_{C1}^2 + V_{C2}^2) + F_7^2(A, \alpha) (V_{g1}^2 + V_{g2}^2) \}; \quad (454)$$

$$D(\Delta\tau) = n \{ F_8^2(A, \alpha) V_{b12}^2 + F_9^2(A, \alpha) Q^2 (V_{L1}^2 + V_{L2}^2) + [F_9(A, \alpha) Q + F_6(A, \alpha)]^2 (V_{C1}^2 + V_{C2}^2) + F_{10}^2(A, \alpha) (V_{g1}^2 + V_{g2}^2) \} \frac{1}{\pi^2 \Delta F^2}; \quad (455)$$

$$M(\Delta\varphi) = n \{ F_5(A, \alpha) m_{b12} - F_6(A, \alpha) Q (m_{L1} + m_{L2} + m_{C1} + m_{C2}) + F_7(A, \alpha) (m_{g1} + m_{g2}) \}; \quad (456)$$

$$M(\Delta\tau) = n \{ F_8(A, \alpha) m_{b12} + F_9(A, \alpha) Q (m_{L1} + m_{L2} + m_{C1} + m_{C2}) + F_6(A, \alpha) (m_{C1} + m_{C2}) - F_{10}(A, \alpha) (m_{g1} + m_{g2}) \} \frac{1}{\pi \Delta F}. \quad (457)$$

Используемые в выражениях (436)—(439), (446)—(457) функции $F_1(\alpha)$, $F_3(\alpha)$, $F_5(A, \alpha)$, $F_7(A, \alpha)$ и $F_9(A, \alpha)$ являются нечетными. Это обстоятельство следует учитывать при расчете величины неустойчивости фазового сдвига и времени запаздывания усилителя, в качестве цепей межкаскадной связи которого применяются системы связанных контуров.

Приведенные выше (в § 45—47) расчетные соотношения и графики позволяют произвести оценку фазовой неустойчивости усилительных устройств, обусловленной действием различных дестабилизирующих факторов.

Разумеется, что материал, приведенный в настоящей главе, позволяет лишь в самом общем виде сформулировать задачу анализа фазовой неустойчивости усилителей и оценки способов ее устранения. Любая же сколько-нибудь значительная конкретизация этой задачи требует исключительно широкого охвата разнообразных модификаций усилительных устройств, учета особенностей их построения и эксплуатации. Все это требует написания специальной работы соответствующего направления.

Список литературы

1. Асеев Б. П. Фазовые соотношения в радиотехнике. Изд. 3-е. М., Связьиздат, 1959. 304 с.
2. Асеев Б. П. Колебательные цепи. Изд. 3-е. М., Связьиздат, 1955. 462 с.
3. Босый Н. Д. Электрические фильтры. Изд. 4-е. М., Гостехиздат УССР, 1960. 616 с.
4. Брауде Г. В. Коррекция телевизионных и импульсных сигналов. М., «Связь», 1967. 246 с.
5. Войшвилло Г. В. Усилители низкой частоты на электронных лампах. Изд. 2-е. М., Связьиздат, 1963. 760 с.
6. Аперидические усилители на полупроводниковых приборах. Проектирование и расчет. Под ред. Р. А. Валитова и А. А. Куликовского. М., «Советское радио», 1968. 300 с.
7. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. Изд. 2-е. М., «Советское радио», 1964. 695 с.
8. Давыдов Г. Б. Основы теории и расчета фазокорректирующих цепей. М., Связьиздат, 1958. 293 с.
9. Дулин В. Н. Электронные приборы. Изд. 2-е. М., «Энергия», 1969. 399 с.
10. Лосев А. К. Линейные радиотехнические цепи. М., «Высшая школа», 1971. 560 с.
11. Поповиченко В. В. Нестабильность усилителей с двухконтурными резонансными каскадами.—«Вопросы радиоэлектроники», 1969, вып. 15 с. 95—106.
12. Поваров А. А., Королев В. И. Управление временем группового запаздывания сигналов УПЧ.—«Материалы V Научно-технического симпозиума по усилительной технике». М., 1971, НТОРЭС им. А. С. Попова.
13. Степаненко И. П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. Изд. 2-е. М., «Энергия», 1967. 615 с.
14. Харкевич А. А. Основы радиотехники. М., Связьиздат, 1963. 559 с.
15. Цыкин Г. С. Электронные усилители. Изд. 3-е. М., «Связь», 1965. 511 с.
16. Радиоприемные устройства. Изд. 2-е. М., Связьиздат, 1959. 896 с. Авт.: Чистяков Н. И., Мельников В. С., Сидоров В. М.
17. Эрглис К. Э., Степаненко И. П. Электронные усилители. Изд. 2-е. М., «Наука», 1964. 540 с.
18. Вентцель Е. С. Теория вероятностей. Изд. 4-е. М., «Наука», 1969. 576 с.
19. Бородачев Н. А. Основные вопросы теории точности производства. М., Изд-во АН СССР, 1950. 416 с.
20. Колосов А. А. Резонансные системы и резонансные усилители. М., Связьиздат, 1949. 560 с.
21. Рудой П. К., Малафеев Л. И. Усилитель промежуточной частоты с малым фазовым сдвигом.—«Вопросы радиоэлектроники», 1969, вып. 6, с. 3—21.

Оглавление

Предисловие	3
Глава первая. Общие понятия о фазовых характеристиках	5
1. Понятие о фазовой характеристике радиотехнической цепи	5
2. Требования, предъявляемые к неискажающему четырехполюснику	7
3. Факторы, обуславливающие появление фазового сдвига в сложной радиотехнической цепи	12
4. Связь между частотной и фазовой характеристиками передаточной цепи	18
5. Особенности фазовых свойств реальных радиотехнических цепей	24
Глава вторая. Фазовые характеристики простых радиотехнических цепей	27
6. Фазовые характеристики простых резистивно-емкостных цепей	27
7. Фазовая характеристика последовательного колебательного контура	31
8. Фазовая характеристика параллельного колебательного контура	35
9. Фазовые характеристики системы связанных контуров	37
10. Асимметрия фазовых характеристик избирательных цепей	43
Глава третья. Фазовые характеристики фильтров	44
11. Некоторые элементы общей теории фильтров	44
12. Основные расчетные соотношения для лестничной схемы четырехполюсника	46
13. Фазовые характеристики электрических фильтров	49
14. Искусственная линия задержки; вывод основных соотношений	55
15. Фазовые искажения в линиях задержки	60
16. Способы фазовой коррекции в линиях задержки	63
17. Применение линий задержки в усилительных устройствах	69
	183

Глава четвертая. Фазовые характеристики усилительных приборов	71
18. Фазовый сдвиг, вносимый усилительным прибором	71
19. Инерция электронов и ее влияние на свойства приемно-усилительной лампы	73
20. Определение фазового сдвига между токами эмиттера и коллектора транзистора	79
21. Фазовый сдвиг между токами базы и коллектора — включение транзистора по схеме с общим эмиттером	83
22. Фазовые свойства полевых транзисторов	85
Глава пятая. Фазовые характеристики усилительных устройств аperiodического типа	88
23. Определение фазового сдвига усилителей в общем виде	88
24. Фазовая характеристика аperiodического резистивно-емкостного каскада	92
25. Фазовая характеристика аperiodического усилителя с низкочастотной коррекцией	96
26. Фазовая характеристика аperiodического усилителя с простой высокочастотной коррекцией	99
27. Особенности фазовой характеристики транзисторного RC-каскада	102
28. Фазовая характеристика трансформаторного каскада усиления напряжения	105
29. Фазовая характеристика трансформаторного выходного каскада	108
30. Определение времени запаздывания в аperiodическом усилителе	110
Глава шестая. Фазовые характеристики усилительных устройств резонансного типа	113
31. Фазовая характеристика резонансного усилительного каскада	113
32. Время запаздывания сигнала в резонансном усилителе	116
33. Фазовая характеристика усилителя с двухконтурным фильтром	118
34. Время запаздывания в усилителе с полосовыми фильтрами	122
35. Асимметрия характеристики времени дифференциального запаздывания	126
36. Фазовые свойства усилителя с резонансным шунтированием колебательных контуров	129
Глава седьмая. Фазовые характеристики усилителей с обратной связью	133
37. Фазовые свойства петли обратной связи	133
38. Фазовые свойства усилителя с частотно-независимой обратной связью	135
39. Фазовые свойства усилителя с частотно-зависимой обратной связью	137
40. Определение фазового сдвига в аperiodическом усилителе с однопетлевой частотно-независимой отрицательной обратной связью	140

41. Определение фазового сдвига в аperiodическом усилителе с частотно-независимой отрицательной обратной связью при различных постоянных времени каскадов	143
42. Фазовые свойства усилителей с многопетлевой обратной связью	147
43. Амплитудно-фазовая характеристика усилителя с обратной связью	153
Глава восьмая. Оценка фазовой неустойчивости усилительных устройств	159
44. Общая классификация причин неустойчивости фазового сдвига в усилительном устройстве	159
45. Количественная оценка фазовой неустойчивости за счет действия различных дестабилизирующих факторов (технологический разброс параметров, климатические воздействия и др.)	165
46. Расчет значений $F(\Delta\varphi_i)$, $F(\Delta\tau_i)$, $D(\Delta\varphi)$, $D(\Delta\tau)$, $M(\Delta\varphi)$ и $M(\Delta\tau)$ для усилителя с одиночными колебательными контурами	170
47. Расчет значений неустойчивости фазового сдвига и времени запаздывания усилителя с полосовыми фильтрами	172
Список литературы	182

Цена 53 коп.