

527 375  
587



Ю. А. БРАММЕР • И. Н. ПАЩУК

# ИМПУЛЬСНАЯ ТЕХНИКА



Ю. А. Браммер, И. Н. Пащук

# ИМПУЛЬСНАЯ ТЕХНИКА

ТРЕТЬЕ СТЕРЕОТИПНОЕ ИЗДАНИЕ

Допущено  
Министерством высшего  
и среднего специального  
образования СССР  
в качестве учебника  
для учащихся  
электроприборострои-  
тельных техникумов



Издательство  
«Высшая школа»  
Москва — 1971

6Ф2  
Б87  
УДК 621.374

Браммер Ю. А., Пашук И. Н.

Б87 Импульсная техника. Изд. 3-е. Учебник для электроприборостроит. техникумов. М., «Высш. школа», 1971.  
328 с. с илл.

В книге излагаются основы спектрального анализа импульсных колебаний, переходные процессы в линейных электрических цепях, импульсные усилители, формирующие устройства и генераторы релаксационных колебаний различных типов. В учебнике особое внимание уделено физической сущности рассматриваемых процессов в схемах.

3—3—12  
БЗ—52/23—70

6Ф2



Рецензент канд. техн. наук *Ерофеев Ю. Н.*

Юрий Александрович Браммер  
Инна Наумовна Пашук  
ИМПУЛЬСНАЯ ТЕХНИКА

Редактор Г. А. Сорокина  
Художественный редактор Т. М. Скворцова  
Технический редактор Н. Н. Баранова  
Корректор В. И. Мишанина

Т-16322. Сдано в набор 22/V—70 г. Подп. к печати 26/X—70 г.  
Формат 60×90<sup>1/16</sup>. Объем 20,5 печ. л. Уч.-изд. л. 18,94  
Изд. № ЭР-112. Тираж 30 000 экз. Цена 81 коп. Зак. 308  
БЗ—52/23 от 6/VIII—70 г.

Москва, К-51, Неглинная ул., д. 29/14.

Издательство «Высшая школа»

Московская типография № 46 Главполиграфпрома Комитета по печати при Совете Министров СССР. Москва, Трехпрудный пер., 9

24556

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга написана в соответствии с программой и является учебником по курсу «Импульсная техника» для ряда специальностей электроприборостроительных техникумов. Наряду с этим она может быть полезной при изучении курсов, в которых импульсная техника является составной частью.

В книге рассматриваются разнообразные импульсные схемы на электронных лампах и полупроводниковых приборах и приводится методика их расчетов, иллюстрируемых числовыми примерами.

В главах 1 и 2 излагаются параметры и характеристики импульсных колебаний и переходные процессы в активно-емкостных и активно-индуктивных цепях, колебательных контурах и длинных линиях при импульсном воздействии.

В главе 3 рассматриваются усиление импульсов и работа электронных ламп и транзисторов в импульсном режиме. Большое внимание уделено влиянию паразитных параметров схем на форму импульсных колебаний.

В главе 4 излагается работа различных формирующих устройств: дифференцирующих и интегрирующих цепей, генераторов с контурами ударного возбуждения, формирующих и задерживающих линий, амплитудных ограничителей и фиксаторов уровня.

В главах 5, 6, 7 и 8 рассматривается работа импульсных генераторов: мультивибраторов, триггеров, блокинг-генераторов, генераторов линейно-нарастающего и линейно-падающего напряжения.

В главе 9 рассматривается применение феррит-диодных и феррит-транзисторных ячеек в импульсной технике.

Принятая последовательность изложения материала позволяет, по мнению авторов, построить изучение курса наиболее целесообразно и взаимосвязанно. Главное внимание авторы уделили изложению физических процессов, сопровождающих работу основных импульсных схем, на базе которых могут быть изучены и другие импульсные схемы, применяемые в настоящее время.

Все замечания и предложения просим направлять по адресу: Москва, Неглинная ул., д. 29/14, издательство «Высшая школа».

*Авторы*

## ВВЕДЕНИЕ

Многие радиотехнические устройства работают в прерывистом (импульсном) режиме. Элементы этих устройств и происходящие в них процессы составляют содержание импульсной техники.

Несмотря на то, что импульсная техника является одной из наиболее молодых отраслей радиоэлектроники, достижения ее весьма значительны. Она составляет базу радиолокации и телевидения, исключительно широко применяется в автоматике, вычислительной технике, многоканальной радиосвязи, радиоизмерениях и т. д.

Успехам развития импульсной техники во многом способствовали советские ученые и инженеры.

В 1918 г. руководитель Нижегородской радиолaborатории проф. М. А. Бонч-Бруевич разработал и проанализировал схему, которая явилась базой для создания многих разновидностей пусковых устройств. Основы теории импульсных генераторов разработали академики Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси. Другие важные работы в области импульсной техники связаны с именами А. А. Андропова, Я. С. Иццоки, Ю. Б. Кобзарева, Н. И. Крылова, Л. А. Мееровича, А. А. Расплетина, В. И. Сифорова, С. Э. Хайкина и многих других.

Использование методов импульсной техники позволяет решать большой круг задач, стоящих перед современной наукой и техникой, совершенствовать способы контроля и технологию производства самых различных отраслей народного хозяйства.

Дальнейший прогресс промышленности и автоматизации производства безгранично расширяет возможности импульсной техники.

Быстродействующие вычислительные машины, медицина и кибернетика, астрономия и навигация, радиоуправление и телеизмерения, изучение космического пространства требуют интенсивного развития импульсной техники и ее умелого применения. Поэтому овладение импульсной техникой является в настоящее время весьма актуальной задачей.

## Глава 1

### ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСОВ

#### §.1-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Под и м п у л ь с о м понимают кратковременное отклонение напряжения или тока от некоторого постоянного уровня  $U_0(I_0)$ , в частности от нулевого.

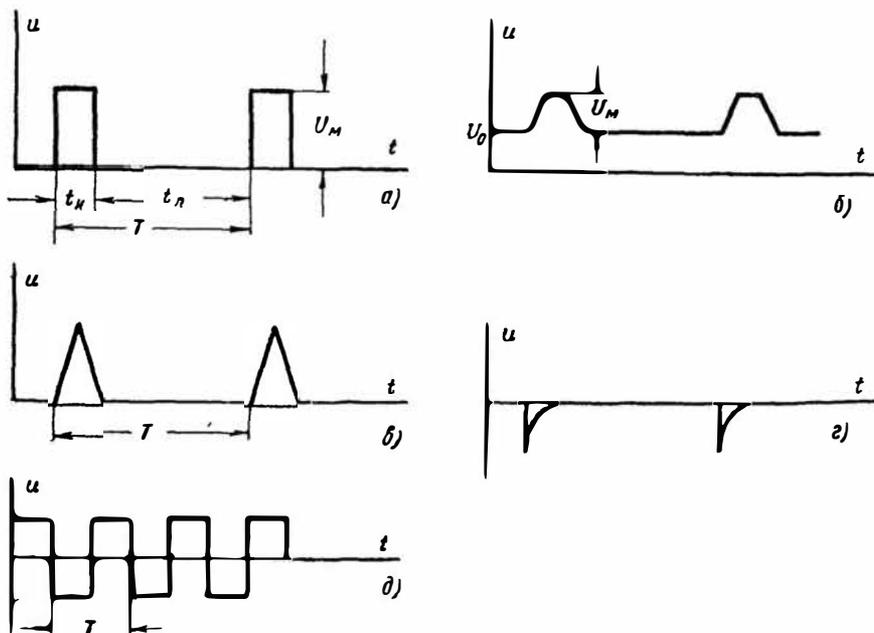


Рис. 1-1. Видеоимпульсы различной формы:

*а* — прямоугольные; *б* — трапециевидные на уровне  $U_0$ ; *в* — треугольные; *г* — экспоненциальные; *д* — прямоугольные двуполярные

Существует два вида импульсов: видеоимпульсы и радиоимпульсы. В и д е о и м п у л ь с — это кратковременное изменение напряжения или тока в цепи постоянного тока (рис.1-1). Р а д и о -

и м п у л ь с — кратковременное изменение синусоидального напряжения или тока (рис. 1-2).

Импульсы имеют различные формы. Наиболее распространенными являются: прямоугольная, трапецеидальная и треугольная формы импульсов (рис. 1-1). Реальные импульсы не имеют формы, строго соответствующей названию. Так, например, прямоугольные импульсы имеют форму, близкую к трапецеидальной (рис. 1-3), а треугольные — к экспоненциальной.

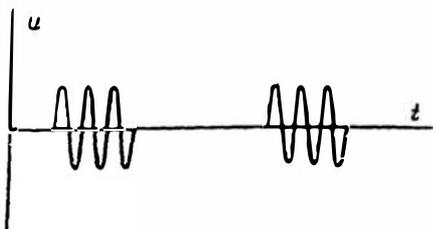


Рис. 1-2. Радиопульсы положительной (рис. 1-1, а, б, в) и отрицательной полярности (рис. 1-1, г), а также двусторонние (разнополярные) импульсы

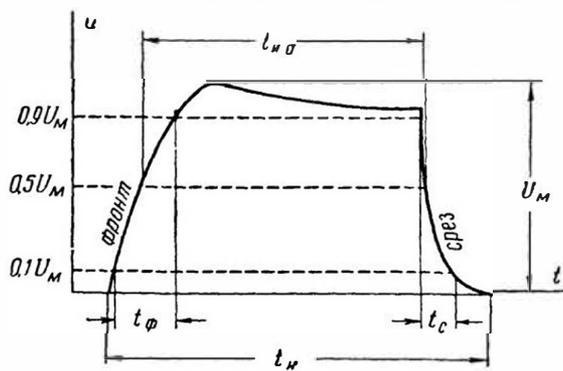


Рис. 1-3. Реальный прямоугольный видеопульс

(рис. 1-1, д). В импульсной технике наиболее часто используют прямоугольные импульсы.

## § 1-2. ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСОВ

Введем понятие об основных параметрах импульсов на примере реального прямоугольного импульса (рис. 1-3).

**Длительность.** За активную длительность импульса  $t_{на}$  принимают промежуток времени, измеренный на уровне, соответствующем половине амплитуды. Иногда длительность импульса определяют на уровне  $0,1 U_M$  ( $0,1 I_M$ ) или по основанию импульса. В дальнейшем, если это особо не оговорено, длительность импульса  $t_n$  будет определяться по основанию. Длительность импульса измеряется в единицах времени: сек, мсек, мксек и нсек\*.

\* нсек — наносекунда:  $1 \text{ нсек} = 10^{-9} \text{ сек}$ .

**Амплитуда.** Наибольшее значение напряжения или тока импульса данной формы является его амплитудой. Амплитуда импульса измеряется в *кв, в, мв, мкв* или *а, ма, мка*.

**Длительность и крутизна фронта импульса.** Под фронтом понимают боковую сторону импульса. Различают передний и задний фронты, последний иногда называют спадом или срезом импульса. Длительность переднего фронта определяет время нарастания импульса, а длительность заднего фронта — время спада импульса.

Наиболее часто пользуются понятием активной длительности фронта  $t_{\phi}$ , за которую принимают время нарастания импульса от  $0,1 U_m$  до  $0,9 U_m$  и время спада импульса от  $0,9 U_m$  до  $0,1 U_m$  (рис. 1-3). Длительности  $t_{\phi}$  и  $t_c$  составляют обычно 5-20% от длительности импульса  $t_n$ . Чем меньше  $t_{\phi}$  и  $t_c$  по сравнению с  $t_n$ , тем больше форма импульса приближается к прямоугольной.

Часто вместо времени нарастания или спада форму импульса характеризуют скоростью нарастания или спада

$$S = \frac{U_m}{t_{\phi}}. \quad (1-1)$$

Эту величину называют крутизной фронта (среза) и измеряют в *в/сек*, а для импульсов почти прямоугольной формы — *ка/мксек*.

**Мощность в импульсе.** Энергия  $W$ , выделенная в цепи при прохождении импульса, отнесенная к его длительности, определяет мощность в импульсе.

$$P_n = \frac{W}{t_n}. \quad (1-2)$$

Она измеряется в *вт, квт* и т. д.

Периодически повторяющиеся импульсы образуют последовательность импульсов или импульсное колебание. Импульсное колебание характеризуется следующими параметрами.

**Период повторения импульсов.** Периодом повторения импульсов  $T$  называют отрезок времени между началом двух соседних однополярных импульсов (рис. 1-1, *д*). Он измеряется в единицах времени: *сек, мсек, мксек*.

Величина, обратная периоду повторения, называется частотой повторения (следования) импульсов  $f$ . Она определяет количество импульсов в течение одной секунды и измеряется в *гц* и *кгц*.

**Коэффициент заполнения.** Часть периода  $T$  занимает пауза  $t_n$  — отрезок времени между окончанием и началом двух соседних импульсов (рис. 1-1, *а*), т. е.  $t_n = T - t_n$ .

Отношение длительности импульса к периоду повторения называется коэффициентом заполнения.

$$\gamma = \frac{t_n}{T} = \frac{T - t_n}{T}. \quad (1-3)$$

Коэффициент заполнения — величина безразмерная и меньше единицы.

Величина, обратная коэффициенту заполнения, называется скважностью импульсов

$$q = \frac{1}{\gamma} = \frac{T}{t_n}. \quad (1-4)$$

Скважность тоже безразмерная величина, но больше единицы.

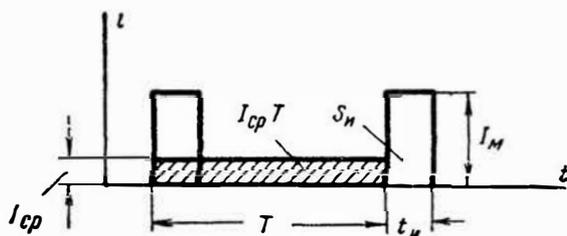


Рис. 1-4 К определению среднего значения импульсного колебания

**Среднее значение импульсного колебания.** При определении среднего значения импульсного колебания  $U_{cp}$  ( $I_{cp}$ ) за период  $T$  импульс напряжения или тока распределяют равномерно на весь период так, чтобы площадь прямоугольника  $I_{cp} T$  (рис. 1-4) равнялась площади импульса  $S_n$ .

Так для прямоугольного импульса

$$S_n = I_M t_n \text{ и } I_{cp} = \frac{I_M t_n}{T} = I_M \gamma = \frac{I_M}{q};$$

т. е. среднее значение прямоугольного импульсного колебания в  $q$  раз меньше амплитудного.

**Средняя мощность.** Энергия  $W$ , выделенная в цепи за период следования  $T$ , отнесенная к длительности периода, определяет среднюю мощность:

$$P_{cp} = \frac{W}{T}. \quad (1-5)$$

Так как в течение паузы энергия не выделяется, то  $W$  — энергия, выделенная за время прохождения импульса. Поэтому, сравнивая выражения (1-2) и (1-5), получим

$$P_n t_n = P_{cp} T, \quad P_n = \frac{P_{cp} T}{t_n} = P_{cp} q \quad \text{и} \quad P_{cp} = \frac{P_n t_n}{T} = \frac{P_n}{q} = P_n \gamma,$$

т. е. средняя мощность в  $q$  раз меньше мощности в импульсе.

Определим параметры последовательности импульсов, если

$$t_n = 1 \text{ мксек}, \quad f = 2000 \text{ гц}, \quad P_n = 100 \text{ квт}.$$

$$T = \frac{1}{f} = \frac{1}{2000} = 0,0005 \text{ сек} = 500 \text{ мксек};$$

$$q = \frac{T}{t_n} = \frac{500 \cdot 10^{-6}}{1 \cdot 10^{-6}} = 500; \quad \gamma = \frac{1}{q} = \frac{1}{500} = 0,002;$$

$$P_{cp} = P_n \gamma = 100 \cdot 10^3 \cdot 0,002 = 0,2 \text{ квт} = 200 \text{ вт}.$$

Если указанная последовательность импульсов должна пройти по анодной цепи лампы, то лампу следует выбирать по величине  $P_{cp}$ , которая много меньше мощности в импульсе  $P_n$ , что значительно уменьшает габариты и вес проектируемого устройства.

### § 1-3. СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ ИМПУЛЬСОВ

Последовательность импульсов представляет собой несинусоидальную периодическую функцию. Одиночный импульс также представляет собой несинусоидальную периодическую функцию, его можно рассматривать как последовательность импульсов с бесконечно большим периодом ( $T \rightarrow \infty$ ).

Известно, что любое периодическое несинусоидальное колебание может быть представлено бесконечным тригонометрическим рядом Фурье, содержащим постоянную и гармонические составляющие.

Результат воздействия на схему каждой составляющей определяется сравнительно просто. Пользуясь принципом наложения, можно действие импульса на цепь заменить суммарным действием всех его составляющих.

Наиболее употребительна следующая форма математической записи ряда Фурье:

$$f(t) = \frac{A_0}{2} + A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t + \dots + A_n \cos n\omega t + \dots + B_1 \sin \omega t + B_2 \sin 2\omega t + \dots + B_n \sin n\omega t + \dots, \quad (1-6)$$

где  $f(t)$  — функция, раскладываемая в ряд.

Для определения постоянной составляющей  $\frac{A_0}{2}$  умножим обе части тождества (1-6) на  $dt$  и проинтегрируем их в пределах от 0 до  $T$ .

$$\int_0^T f(t) dt = \int_0^T \frac{A_0}{2} dt + \int_0^T A_1 \cos \omega t dt + \dots + \int_0^T B_1 \sin \omega t dt + \dots$$

Так как интегрирование любой гармоники в пределах периода дает нулевой результат (площади кривой над осью абсцисс и под этой осью одинаковы и с учетом знака дают в сумме нуль), то

$$\int_0^T f(t) dt = \int_0^T \frac{A_0}{2} dt = \frac{A_0}{2} \cdot T;$$

откуда

$$\frac{A_0}{2} = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt. \quad (1-7)$$

Для определения амплитуд косинусоидальных гармоник — коэффициентов  $A_1, A_2$  и т. д., умножим обе части тождества (1-6) соответственно на  $\cos \omega t dt$ ,  $\cos 2\omega t dt$  и т. д. и проинтегрируем их в пределах от 0 до  $T$ .

Так, умножая обе части тождества (1-6) на  $\cos \omega t dt$  и интегрируя в пределах от 0 до  $T$ , получим

$$\begin{aligned} \int_0^T f(t) \cos \omega t dt &= \int_0^T \frac{A_0}{2} \cos \omega t dt + \int_0^T A_1 \cos^2 \omega t dt + \\ &+ \int_0^T A_2 \cos 2\omega t \cos \omega t dt + \dots + \int_0^T B_1 \sin \omega t \cos \omega t dt + \\ &+ \int_0^T B_2 \sin 2\omega t \cos \omega t dt + \dots \end{aligned}$$

Правая часть этого равенства представляет собой сумму интегралов, каждый из которых можно отнести к одному из следующих видов:

$$\begin{aligned} \int_0^T \frac{A_0}{2} \cos \omega t dt &= 0; \\ \int_0^T A_1 \cos^2 \omega t dt &= \frac{A_1}{2} \int_0^T (1 + \cos 2\omega t) dt = \frac{A_1}{2} \cdot T; \\ \int_0^T A_n \cos n\omega t \cos \omega t dt &= \\ &= \frac{A_n}{2} \left[ \int_0^T \cos (n-1)\omega t dt + \int_0^T \cos (n+1)\omega t dt \right] = 0; \\ \int_0^T B_n \sin n\omega t \cos \omega t dt &= \\ &= \frac{B_n}{2} \left[ \int_0^T \sin (n-1)\omega t dt + \int_0^T \sin (n+1)\omega t dt \right] = 0 \end{aligned}$$

Из всей суммы интегралов только второй дает результат, отличный от нуля. Следовательно,

$$\int_0^T f(t) \cos \omega t dt = \int_0^T A_1 \cos^2 \omega t dt = \frac{1}{2} A_1 T;$$

откуда

$$A_1 = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \cos \omega t dt.$$

Очевидно, что умножение обеих частей тождества (1-6) на  $\cos 2\omega t dt$  позволит аналогично определить  $A_2$ , а умножение на  $\cos n\omega t dt$  —  $A_n$ . Таким образом, в общем виде

$$A_n = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \cos n\omega t dt. \quad (1-8)$$

Для определения амплитуд синусоидальных гармоник  $B_1, B_2$  и т. д. следует умножить обе части тождества (1-6) соответственно на  $\sin \omega t, \sin 2\omega t$  и т. д. Тогда в результате аналогичных преобразований получим

$$B_n = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \sin n\omega t dt. \quad (1-9)$$

Известно, что в случае симметрии кривой, изображающей периодическую функцию, математическая запись ряда Фурье упрощается.

Если кривая симметрична относительно оси абсцисс  $[f(t) = -f(t + \frac{T}{2})]$ , то в разложении отсутствуют четные гармоники и постоянная составляющая.

Если кривая симметрична относительно оси ординат  $[f(t) = f(-t)]$  (см. рис. 1-6, а), то в разложении отсутствуют синусоидальные составляющие.

В случае же симметрии кривой относительно начала координат  $[f(t) = -f(-t)]$  (см. рис. 1-7, а), в разложении отсутствуют постоянная составляющая и косинусоидальные гармоники.

Совокупность гармоник, составляющих данное несинусоидальное колебание, представляет собой спектр этого колебания. Графическое изображение спектра колебания называется спектральной диаграммой.

На спектральной диаграмме каждая гармоника изображается вертикальной линией. Длина этой линии пропорциональна амплитуде гармоники, а ее положение на оси абсцисс зависит от частоты гармоники. Спектральная диаграмма дает наглядное представление о зависимости амплитуд гармоник от их частот. Наряду с временной диаграммой, векторным и аналитическим выражениями функций

спектральная диаграмма (рис. 1-5) широко используется для характеристики различных колебательных процессов.

Определим спектр и построим спектральные диаграммы для нескольких последовательностей импульсов.

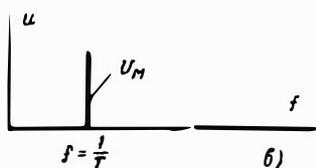
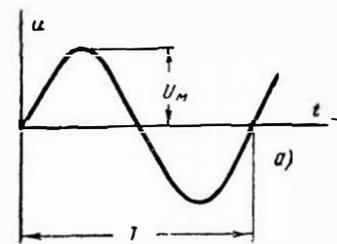


Рис. 1-5. Различные формы изображения функции  $u = U_m \sin \omega t$   
 а — временная диаграмма; б — векторная диаграмма, в — спектральная диаграмма

На рис. 1-6, а приведена временная диаграмма импульсного напряжения прямоугольной формы с периодом повторения  $T = 1$  мсек и длительностью импульса  $t_n = 20$  мксек.

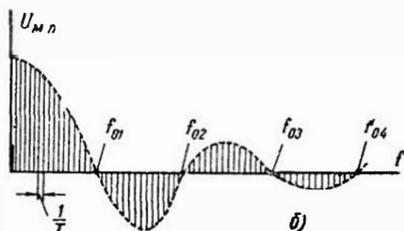
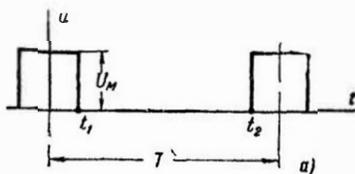


Рис. 1-6. Диаграммы последовательности прямоугольных видеоимпульсов:  
 а — временная; б — спектральная

Указанная последовательность симметрична относительно оси ординат, поэтому в состав ее спектра (разложения) синусоидальные составляющие не входят, т. е.

$$u(t) = U_0 + U_{1м} \cos \omega t + U_{2м} \cos 2\omega t + \dots + U_{nм} \cos n\omega t + \dots,$$

где

$$U_0 = \frac{A_0}{2}, \quad U_{1м} = A_1, \quad U_{2м} = A_2 \text{ и т. д.}$$

Как следует из рис. 1-6, а, в интервале времени  $-\frac{t_n}{2} \leq t \leq \frac{t_n}{2}$  (в пределах одного периода  $T$ ) функция  $u(t) = U_m$ , а в интервале времени от  $t_1 = \frac{t_n}{2}$  до  $t_2 = T - \frac{t_n}{2}$ , (т. е. в паузе)  $u(t) = 0$ . Поэтому при вычислении амплитуд гармоник (коэффициентов ряда) будем интегрировать лишь в пределах от  $-\frac{t_n}{2}$  до  $\frac{t_n}{2}$ , где зна-

чение функции  $u(t) \neq 0$ . Отметим также, что в силу симметрии заданной функции относительно оси ординат

$$\int_{-\frac{t_H}{2}}^{\frac{t_H}{2}} u(t) dt = 2 \int_0^{\frac{t_H}{2}} u(t) dt.$$

На основании формулы (1-7) постоянная составляющая в данном случае

$$U_0 = 2 \frac{1}{T} \int_0^{\frac{t_H}{2}} U_m dt = U_m \frac{t_H}{T} = U_m \gamma,$$

где  $\gamma$  — коэффициент заполнения.

В соответствии с выражением (1-8) и учитывая, что  $\omega = \frac{2\pi}{T}$ , получим амплитуду  $n$ -й гармоники:

$$\begin{aligned} U_{n\pi} &= 2 \cdot \frac{2}{T} \int_0^{\frac{t_H}{2}} U_m \cos n\omega t dt = \frac{4}{T} U_m \int_0^{\frac{t_H}{2}} \cos n \frac{2\pi}{T} t dt = \\ &= \frac{4}{T} U_m \frac{\sin n \frac{2\pi}{T} t}{\frac{2n\pi}{T}} \Bigg|_0^{\frac{t_H}{2}} = \frac{2U_m \sin n\pi\gamma}{n\pi}. \end{aligned} \quad (1-10)$$

С увеличением номера гармоники  $n$  знаменатель выведенного выражения возрастает по линейному закону, а числитель изменяется по закону синуса, который не может быть больше единицы. Поэтому с увеличением номера гармоник их амплитуды имеют тенденцию убывать.

При  $n\pi\gamma = k\pi$ , где  $k = 1, 2, \dots$ ,  $\sin n\pi\gamma = 0$ , — амплитуда гармоники обращается в нуль. Номера гармоник  $n_{01}, n_{02}, \dots$ , фактически выпавших из разложения, определяются из равенства

$$n\pi\gamma = k\pi,$$

откуда

$$n_{0k} = \frac{k}{\gamma} = kq. \quad (1-11)$$

Сквозность рассматриваемой последовательности  $q = \frac{T}{t_H} = \frac{1 \cdot 10^{-3}}{20 \cdot 10^{-6}} = 50$ , поэтому в соответствии с формулой (1-11)  $n_{01} = 50$ ,  $n_{02} = 100$ ,  $n_{03} = 150$  и т. д.

Частоты этих гармоник обратно пропорциональны длительности импульса:

$$f_{0к} = n_{0к} f = kq \frac{1}{T} = \frac{k}{t_n}, \quad (1-12)$$

где  $f$  — частота основной гармоники.

В данном случае  $f_{01} = \frac{1}{20 \cdot 10^{-6}} = 50 \text{ кГц}$ ,  $f_{02} = 100 \text{ кГц}$  и т. д.

В интервале  $\pi < n\pi\gamma < 2\pi \sin n\pi\gamma$  из выражения (1-10) приобретает отрицательный знак, т. е. амплитуды гармоник оказываются отрицательными. Очевидно, такое чередование знаков амплитуд происходит всякий раз после того, как амплитуда гармоники обратится в нуль.

Подставляя в выражение (1-10)  $n = 1, 2, 3, \dots$ , определим амплитуду любой гармоники:

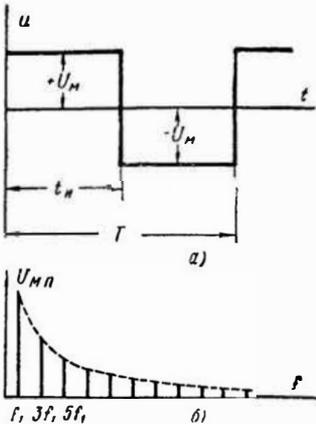
$$U_{1м} = \frac{2U_M}{\pi} \sin \pi\gamma, \quad U_{2м} = \frac{U_M}{\pi} \sin 2\pi\gamma, \quad U_{3м} = \frac{2U_M}{3\pi} \sin 3\pi\gamma \dots$$

Тогда разложение заданной функции принимает вид:

$$u(t) = U_M \gamma + \frac{2U_M}{\pi} \sin \pi\gamma \cos \omega t + \\ + U_M \sin 2\pi\gamma \cos 2\omega t + \dots + \\ + \frac{2U_M}{49\pi} \sin 49\pi\gamma \cos 49\omega t - \frac{2U_M}{51\pi} \sin 51\pi\gamma \cos 51\omega t - \\ - \frac{2U_M}{52\pi} \sin 52\pi\gamma \cos 52\omega t - \dots - \frac{2U_M}{99\pi} \sin 99\pi\gamma \cos 99\omega t + \\ + \frac{2U_M}{101\pi} \sin 101\pi\gamma \cos 101\omega t + \dots$$

Рис. 1-7. Диаграммы разнополярного импульсного напряжения:

а — временная; б — спектральная



Спектральная диаграмма, соответствующая рассмотренной последовательности импульсов, показана на рис. 1-6, б.

Рассмотрим другой пример. На рис. 1-7, а приведена временная диаграмма разнополярного импульсного напряжения прямоугольной формы с  $q = 2$ . Это напряжение симметрично относительно оси абсцисс и начала координат, поэтому в его спектре будут содержаться только синусоидальные составляющие.

На основании формулы (1-9) амплитуды гармоник

$$U_{пм} = \frac{2}{T} \int_0^T u(t) \sin n\omega t dt.$$

На рис. 1-7, а видно, что в пределах одного периода  $T$   
 $u(t) = U_m$  при  $0 \leq t \leq \frac{T}{2}$  и  $u(t) = -U_m$  при  $\frac{T}{2} \leq t \leq T$ .

Поэтому

$$U_{nm} = \frac{2}{T} \left[ \int_0^{\frac{T}{2}} U_m \sin n\omega t dt - \int_{\frac{T}{2}}^T U_m \sin n\omega t dt \right] =$$

$$= \frac{2}{T} \left[ -\frac{U_m}{n\omega} \cos n\omega t \Big|_0^{\frac{T}{2}} + \frac{U_m}{n\omega} \cos n\omega t \Big|_{\frac{T}{2}}^T \right].$$

Заменяв  $\omega$  на  $\frac{2\pi}{T}$  и подставив пределы, получим

$$U_{nm} = \frac{2U_m}{n\pi} (1 - \cos n\pi).$$

Очевидно, что при  $n = 1, 3, 5$  и т. д., когда  $\cos n\pi = -1$ ,  
 $U_{nm} = \frac{4U_m}{n\pi}$ , а при  $n = 2, 4, 6$  и т. д., когда  $\cos n\pi = 1$ ,  $U_{nm} = 0$ .

Таким образом, в составе спектра рассматриваемой последовательности содержится бесконечное количество нечетных синусоидальных гармоник, амплитуды которых с увеличением номера гармоники убывают по гиперболическому закону, что и отражено на спектральной диаграмме (рис. 1-7, б).

Показанные на рис. 1-6 и 1-7 спектры, состоящие из отдельных гармоник, являются дискретными (линейчатыми).

Число гармоник в пределах интервала, ограниченного составляющими, обращаемися в нуль,

$$m = \frac{f_{0(k+1)} - f_{0k}}{f_1} = \frac{f_{01}}{f_1}.$$

При неизменной длительности импульса  $t_n$  ширина указанного интервала не меняется ( $f_{01} = \frac{1}{t_n}$ ). Поэтому если увеличить частоту следования импульсов  $f_1$ , не изменяя их длительности, то количество гармоник в пределах одного частотного интервала уменьшится—спектр станет менее плотным (рис. 1-8, а). Если, увеличивая частоту следования импульсов, перейти к предельному случаю  $f \rightarrow \infty$  ( $T \rightarrow 0$ ), то все импульсы на временной диаграмме сольются и изобразятся прямой, параллельной оси абсцисс, а в их спектре останется лишь постоянная составляющая.

При уменьшении частоты следования импульсов и сохранении их длительности спектр становится плотнее (рис. 1-8, б). Если, уменьшая частоту следования импульсов, перейти к предельному случаю  $f \rightarrow 0$  ( $T \rightarrow \infty$ ), т. е. от последовательности перейти к одиночному импульсу, то его спектр будет содержать составляющие всех частот от 0 до  $\infty$  и станет сплошным (рис. 1-8, в).

Отмеченные свойства спектра импульсов имеют большое практическое значение. В частности, благодаря дискретности спектра и периодичности следования его составляющих, можно один и тот же канал связи использовать для одновременной передачи нескольких

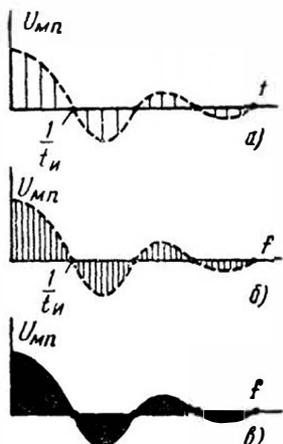


Рис. 1-8. Спектральные диаграммы при разной скважности импульсов

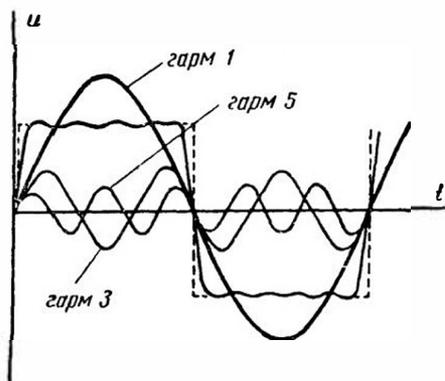


Рис. 1-9. Получение импульсного напряжения сложением гармонических составляющих

сообщений, т. е. уплотнить его. Например, система совмещения цветного телевидения с черно-белым предполагает одинаковую ширину спектра телевизионного сигнала для цветной и черно-белой передачи. При этом дополнительные сведения о цвете путем специальных преобразований размещаются в пределах ширины спектра черно-белого сигнала между его составляющими.

Спектр импульсов безграничен. Но с увеличением номера гармоник их амплитуды убывают. Для практического воспроизведения формы импульса можно ограничиться лишь частью спектра.

Так, складывая несколько начальных гармоник (рис. 1-9), вычисленных во втором примере, получим последовательность импульсов, близких по форме к изображенным на рис. 1-7, а. Можно заметить, что при таком сложении плоская вершина импульса составляется низкочастотными гармониками спектра, а фронты импульса — высокочастотными гармониками. Действительно, низкочастотные гармоники имеют пологие склоны и тупую вершину и по-

этому составляют плоскую вершину импульса. Склоны кривых, соответствующих высокочастотным гармоникам, имеют большую крутизну и преимущественно определяют фронты импульса.

Обычно за ширину спектра принимают полосу частот  $\Delta f$  от 0 до  $f_{0k}$ , считая  $k = 2 \div 5$ . В соответствии с выражением (1-12)

$$\Delta f = \frac{k}{t_{и}} = \frac{2 \div 5}{t_{и}}, \quad (1-13)$$

т. е. чем меньше длительность импульсов, тем шире их спектр. Это обстоятельство учитывается при проектировании различных импульсных устройств.

Для того чтобы форма импульса не искажалась, устройства, предназначенные для усиления, передачи или трансформации импульсов, должны быть широкополосными.

---

## Глава 2

# ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПЯХ

### § 2-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Всякий режим, длительно существующий в электрической цепи и характеризующийся неизменными значениями токов и напряжений, называется стационарным или установившимся режимом. Такому режиму соответствует определенный запас энергии, сосредоточивающийся в реактивных элементах цепи — индуктивностях и емкостях.

Любые изменения нагрузки или напряжения источника (включение или отключение его) приводят в конечном итоге к новому установившемуся режиму с другими значениями токов, напряжений и, следовательно, запасом энергии в реактивных элементах.

Переход от одного стационарного состояния к другому называется переходным или нестационарным процессом и связан с изменением запаса энергии в цепи.

Переходный процесс не может протекать мгновенно, так как это соответствовало бы скачкообразному изменению запаса энергии в цепи, что невозможно. Действительно, в этом случае за время  $\Delta t$ , равное нулю, происходило бы изменение энергии на конечную величину  $\Delta W$ . Последнее равносильно тому, что цепь потребляла или отдавала бы бесконечно большую мощность

$$P = \frac{\Delta W}{\Delta t}.$$

Энергия, сосредоточенная в электрическом поле конденсатора,  $W_C = \frac{CU_C^2}{2}$  зависит от напряжения  $U_C$  между его обкладками, а энергия магнитного поля катушки  $W_L = \frac{LI^2}{2}$  — от величины тока  $I$ . Поэтому напряжение на емкости и ток, протекающий через индуктивность, не могут изменяться скачкообразно.

Эти закономерности должны быть положены в основу рассмотрения любых переходных процессов.

Всякая реальная схема содержит индуктивности и емкости (хотя бы паразитные) и поэтому в ней при переходе от одного стационарного режима к другому обязательно возникает переходный процесс.

Ниже будут рассмотрены переходные процессы в линейных цепях, где между напряжениями и токами существуют линейные зависимости, т. е. в цепях, подчиняющихся закону Ома.

## § 2-2. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЦЕПЯХ RC И RL

Рассмотрим переходный процесс в цепи, состоящей из активного сопротивления и конденсатора, при подключении ее к источнику постоянного напряжения  $U$ .

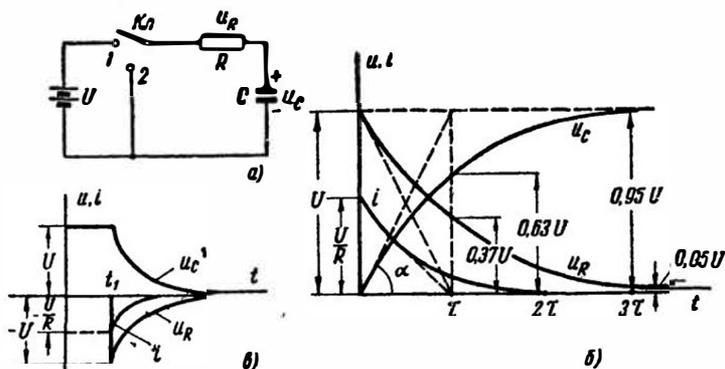


Рис. 2-1. Переходные процессы в цепи RC:  
а—схема цепи; б—кривые, соответствующие заряду конденсатора;  
в—кривые, соответствующие разряду конденсатора

Пусть в некоторый момент, принимаемый за начало отсчета времени,  $t = 0$ , ключ  $K_1$  (рис. 2-1, а) устанавливается в положение 1 — конденсатор  $C$  начинает заряжаться через сопротивление  $R$ . В ходе этого процесса в любой момент времени

$$u_C + u_R = U. \quad (2-1)$$

Так как напряжение на конденсаторе не может измениться скачком, то в момент включения всё напряжение источника выделяется на сопротивлении, т. е. при  $t = 0$ ,  $u_C = 0$  и  $u_R = U$ . При этом ток в цепи имеет максимальное значение  $i = \frac{U}{R}$ .

Постепенно конденсатор заряжается и напряжение на нем возрастает по экспоненциальному закону (рис. 2-1, б):

$$u_C = U \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (2-2)$$

где  $\tau = RC$  — постоянная времени цепи заряда конденсатора;  $e = 2,71$  — основание натуральных логарифмов.

Следовательно, в соответствии с выражением (2-1) напряжение  $u_R$  и пропорциональный ему ток  $i$  экспоненциально убывают:

$$u_R = U - u_C = U e^{-\frac{t}{\tau}}; \quad (2-3)$$

$$i = \frac{u_R}{R} = \frac{U}{R} e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (2-4)$$

Через  $t = \tau$  напряжение  $u_C$  достигнет уровня  $u_C = U(1 - e^{-1}) = 0,63U$ , а напряжение  $u_R$  снизится до величины  $u_R = U - u_C = 0,37U$ .

Теоретически переходные процессы длятся бесконечно большое время, так как только при  $t = \infty$  напряжения и ток в цепи в соответствии с выражениями (2-2) — (2-4) примут установившиеся значения:

$$u_C = U, \quad u_R = 0 \quad \text{и} \quad i = 0.$$

Однако часто процесс считают установившимся, когда разность между изменяющейся величиной и ее пределом составляет 5% от полного изменения. Если для нахождения времени переходного процесса  $t_{\text{пер}}$  исходить из такого определения, то из любого выражения (2-2) — (2-4) можно найти, что время заряда конденсатора  $t_{\text{пер}} = 3\tau$ . Действительно, используя, например, выражение (2-2) и полагая  $u_C = 0,95U$  при  $t = t_{\text{пер}}$ , имеем

$$0,95U = U \left( 1 - e^{-\frac{t_{\text{пер}}}{\tau}} \right),$$

откуда

$$e^{-\frac{t_{\text{пер}}}{\tau}} = 0,05 \quad \text{или} \quad e^{\frac{t_{\text{пер}}}{\tau}} = 20.$$

Следовательно,  $t_{\text{пер}} = \tau \ln 20$  или  $t_{\text{пер}} = 2,3\tau \lg 20 = 2,3 \cdot 1,3\tau = 3\tau$ .

Таким образом, через время  $t = 3\tau$  после подключения к схеме источника конденсатор  $C$  практически будет заряжен до напряжения  $U$  и в схеме установится стационарный режим.

Заметим, что во всех цепях, где токи и напряжения изменяются по экспоненциальным законам, можно считать длительность переходного процесса  $t_{\text{пер}} = 3\tau$ .

Если в некоторый момент времени  $t_1 > 3\tau$  ключ  $K_1$  на рис. 2-1, а установить в положение 2, то начнется новый переходный процесс, обусловленный постепенным разрядом конденсатора.

В этом случае в любой момент времени  $u_C + u_R = 0$ , т. е.  $u_R = -u_C$ .

Противоположная полярность напряжения  $u_R$  объясняется тем, что нижняя обкладка конденсатора, имеющая отрицательный потенциал, соединяется с левым по схеме концом сопротивления, с ко-

торым в процессе заряда конденсатора соединялся положительный зажим источника.

В первый момент после переключения напряжение на конденсаторе  $u_C$  остается равным  $U$ , поэтому напряжение на сопротивлении  $R$  скачком возрастает от нуля до значения  $u_R = -U$ , а ток в цепи — до значения  $i = \frac{u_R}{R} = -\frac{U}{R}$  (рис. 2-1, в). По мере разряда напряжение на конденсаторе,  $u_C$ , а следовательно, напряжение  $u_R$  и ток  $i$  экспоненциально уменьшаются:

$$u_C = Ue^{-\frac{t}{\tau}}, \quad u_R = -Ue^{-\frac{t}{\tau}} \quad \text{и} \quad i = -\frac{U}{R}e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (2-5)$$

где  $\tau = RC$  — постоянная времени цепи разряда конденсатора.

Через время  $t_{\text{пер}} = 3\tau$  конденсатор практически разрядится до нуля — схема вернется в исходное стационарное состояние, для которого  $u_C = 0$ ,  $u_R = 0$  и  $i = 0$ .

Выясним физический смысл постоянной времени  $\tau$ . Для этого определим разность между пределом  $U$ , к которому стремится экспонента, и любыми двумя мгновенными значениями ее, разделенными временем, равным  $\tau$ .

Вспользуемся, к примеру, выражением (2-2), подставив в него  $t = t_1$  и  $t = t_1 + \tau$ .

$$(u_C)_{t=t_1} = U \left( 1 - e^{-\frac{t_1}{\tau}} \right), \quad \text{а} \quad (u_C)_{t=t_1+\tau} = U \left( 1 - e^{-\frac{t_1+\tau}{\tau}} \right).$$

Тогда указанные разности

$$U - (u_C)_{t=t_1} = U - \left[ U \left( 1 - e^{-\frac{t_1}{\tau}} \right) \right] = Ue^{-\frac{t_1}{\tau}}$$

и

$$U - (u_C)_{t=t_1+\tau} = U - \left[ U \left( 1 - e^{-\frac{t_1+\tau}{\tau}} \right) \right] = Ue^{-\frac{t_1+\tau}{\tau}}.$$

Частное от деления первого из этих выражений на второе дает

$$\frac{U - (u_C)_{t=t_1}}{U - (u_C)_{t=t_1+\tau}} = e.$$

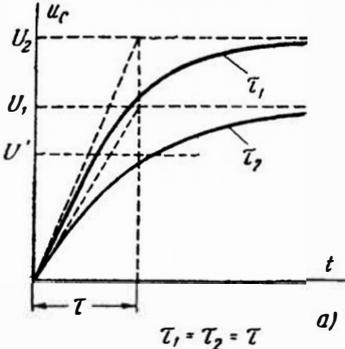
Таким образом,  $\tau$  численно равно промежутку времени, за который разность между экспоненциально изменяющейся величиной и ее пределом уменьшится в  $e = 2,71$  раз.

Определим скорость  $v$  изменения тока и напряжений в схеме 2-1, а, для чего продифференцируем по времени любое из выражений (2-2) — (2-5), например (2-2)

$$v = \frac{du_C}{dt} = \frac{U}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (2-6)$$

Как следует из (2-6), скорость будет наибольшей при  $t = 0$ , так как при этом  $e^{-\frac{t}{\tau}}$  имеет максимальное значение, равное единице:

$$v = \frac{du_c}{dt} = \frac{U}{\tau} \text{ и } \tau = \frac{U}{\frac{du_c}{dt}}$$



Имея в виду, что значение производной равно тангенсу угла  $\alpha$  (рис. 2-1, б) между осью абсцисс и касательной, проведенной в данной точке кривой (при  $t = 0$ ), находим

$$\tau = \frac{U}{\text{tg} \alpha} = U \text{ ctg} \alpha.$$

Таким образом,  $\tau$  соответствует отрезку, отсекаемому касательной, проведенной к началу экспоненты, на линии уровня, к которому она стремится.

Скорость  $v$  будет тем больше, чем меньше  $\tau$  и чем больше разность (в данном случае  $U$ ) между начальным и конечным значениями экспоненциально изменяющейся величины. Поэтому, чем больше эта разность, тем за меньшее время экспонента достигает определенного значения ( $U'$  на рис. 2-2, а) и тем более круто пересекает она соответствующий ему уровень.

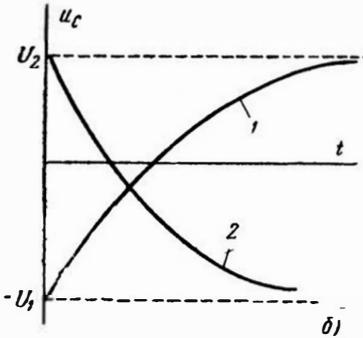


Рис. 2-2.

а — кривые заряда конденсатора; б — кривые перезаряда конденсатора

Нередко импульсное устройство работает в таком режиме, когда конденсатор перезаряжается через активное сопротивление, т. е. напряжение на нем меняет свою полярность (рис. 2-2, б). Для того чтобы свести этот случай к уже рассмотренным, когда  $u_c$  экспоненциально возрастает от нуля (рис. 2-1, б) или спадает к нулю (рис. 2-1, в), можно осуществить параллельный перенос оси абсцисс (рис. 2-2, б) на величину  $-U_1$ .

С учетом этого кривая 1 запишется:

$$u_c = (U_2 + U_1) \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) - U_1, \quad (2-7)$$

а уравнение, соответствующее кривой 2, будет иметь вид

$$u_C = (U_2 + U_1) e^{-\frac{t}{\tau}} - U_1. \quad (2-8)$$

Разберем переходные процессы в цепи  $RL$  (рис. 2-3), имея в виду, что ток в цепи с индуктивностью не может изменяться скачком.

В момент подключения такой цепи к источнику ток останется равным нулю, как и до включения, и все напряжение источника при  $t=0$  выделится на катушке:

$$u_L = U - u_R = U - iR = U.$$

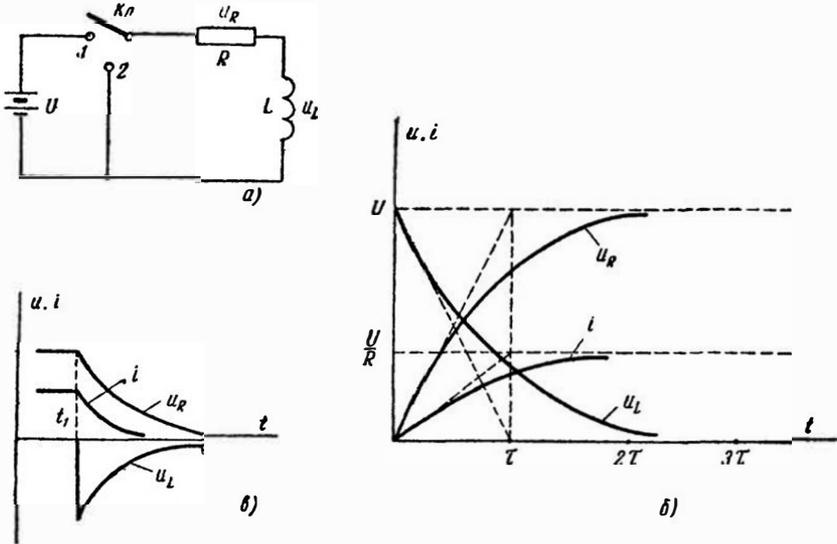


Рис. 2-3. Переходные процессы в цепи  $RL$ :

$a$ —схема цепи;  $b$ —кривые, соответствующие процессу при подключении цепи к источнику;  $c$ —кривые, соответствующие процессу при замыкании цепи

В дальнейшем ток  $i$  и напряжение  $u_R$  экспоненциально возрастают, а напряжение  $u_L$  уменьшается (рис. 2-3, б):

$$i = \frac{U}{R} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad u_R = iR = U \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \quad \text{и} \quad u_L = U e^{-\frac{t}{\tau}},$$

где  $\tau = \frac{L}{R}$ — постоянная времени цепи  $LR$ .

При  $t = t_1$  ключ  $K_1$  (рис. 2-3,  $a$ ) переключим в положение 2, считая, что к этому времени в цепи установились стационарные значения тока и напряжений:  $i = \frac{U}{R}$ ,  $u_L = 0$  и  $u_R = U$ . В момент такого переключения ток  $i$  и, следовательно, напряжение  $u_R$  сохраняют свои прежние значения, а напряжение на индуктивности  $u_L = -u_R$  скачком возрастает от нуля до  $u_L = -U$ .

Вслед за этим ток и напряжения на элементах цепи уменьшаются по закону экспоненты (рис. 2-3, в):

$$i = \frac{U}{R} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad u_R = U e^{-\frac{t}{\tau}} \quad \text{и} \quad u_L = -U e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

Отметим, что все сказанное выше относительно физического смысла  $\tau$ , длительности переходного процесса  $t_{\text{пер}}$ , его скорости целиком относится и к цепям, содержащим индуктивность и активное сопротивление, так как переходные процессы в таких цепях тоже происходят в соответствии с экспоненциальными законами.

### § 2-3. ДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОГО НАПРЯЖЕНИЯ НА ЦЕПЬ RC

Пусть на вход цепи, содержащей конденсатор и активное сопротивление, воздействует последовательность прямоугольных импульсов с амплитудой  $U_m$  и длительностью  $t_n$ .

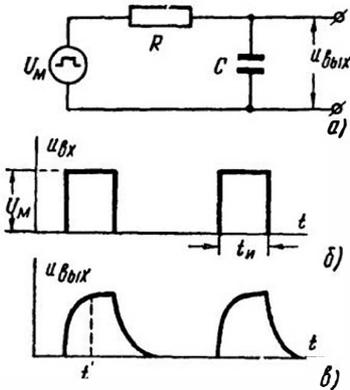


Рис. 2-4. Действие импульсного напряжения на цепь  $R$ - $C$  с емкостным выходом:

$a$  — схема цепи;  $b, в$  — кривые напряжения в схеме

Действие каждого такого импульса равносильно тому, что в момент появления на входе переднего фронта цепь на время  $t_n$  подключается к источнику с постоянным напряжением  $U_m$ , а затем отключается от него и замыкается накоротко. Учитывая сказанное, можно воспользоваться результатами предыдущего параграфа.

В цепи с емкостным выходом (рис. 2-4) с момента появления импульса на входе напряжение  $u_{\text{вых}}$  возрастает по экспоненциальному закону в соответствии с кривой  $u_C$  на рис. 2-1, б. К моменту  $t'$  (рис. 2-4) напряжение на конденсаторе фактически достигает значения

$U_m$  и затем остается постоянным на все время действия плоской вершины входного импульса.

После спада входного импульса конденсатор разряжается через активное сопротивление (внутреннее сопротивление источника принимается равным нулю) и на выходе формируется задний фронт импульса.

Если постоянная времени цепи  $\tau \ll t_n$ , то заряд и разряд конденсатора составляют незначительную часть  $t_n$ , т. е. завалы фронтов выходных импульсов оказываются небольшими.

Найдем активную длительность фронта  $t_\phi$  выходного импульса, считая, что за время  $t = t_1$  после появления иде-

ального прямоугольного импульса на входе выходное напряжение достигает значения  $u_{\text{вых}} = 0,1U_m$ , а к моменту  $t = t_2$  —  $u_{\text{вых}} = 0,9U_m$ .

Тогда

$$0,1U_m = U_m \left(1 - e^{-\frac{t_1}{\tau}}\right) \text{ и } 0,9U_m = U_m \left(1 - e^{-\frac{t_2}{\tau}}\right),$$

откуда после несложных преобразований получим

$$t_1 = -\tau \ln 0,9 \text{ и } t_2 = -\tau \ln 0,1.$$

Поэтому

$$t_{\phi} = t_2 - t_1 = \tau (\ln 0,9 - \ln 0,1) = \tau \ln \frac{0,9}{0,1} = 2,3 \tau \lg 9 \approx 2,2\tau. \quad (2-9)$$

В цепи с активным выходом (рис. 2-5) скачок напряжения, соответствующий переднему фронту входного импульса, беспрепятственно передается на выход через конденсатор, так как напряжение на последнем не может скачкообразно изменяться. За время  $t_n$  конденсатор экспоненциально заряжается до напряжения  $\Delta U$ , на величину которого уменьшается напряжение на выходе, т. е. происходит завал плоской вершины выходного импульса.

Резкий спад входного напряжения от  $U_m$  до нуля, соответствующий заднему фронту входного импульса, также беспрепятственно передается через конденсатор и на выходе цепи появляется отрицательный выброс напряжения величиной  $\Delta U$ . После этого конденсатор оказывается подключенным через источник к сопротивлению  $R$  и разряжается через него по экспоненциальному закону.

Чем больше отношение  $\frac{\tau}{t_n}$ , тем до меньшего напряжения  $\Delta U$  заряжается конденсатор за время действия импульса, тем меньшими получаются завал плоской вершины выходного импульса и отрицательный выброс. Величина спада плоской вершины импульса

$$\Delta U = U_m - U_m e^{-\frac{t_n}{\tau}} = U_m \left(1 - e^{-\frac{t_n}{\tau}}\right),$$

где  $t_n$  — длительность импульса.

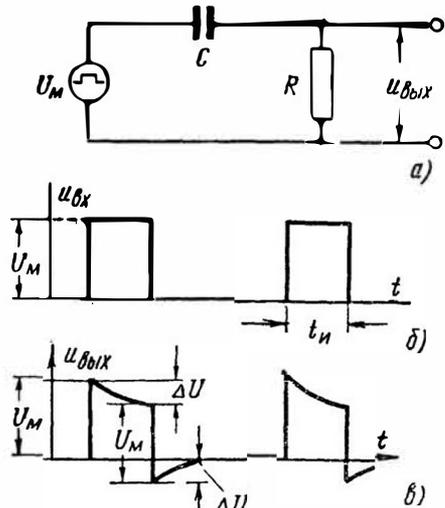


Рис. 2-5. Действие импульсного напряжения на цепь  $RC$  с активным выходом

*a* — схема цепи, *б*, *в* — кривые напряжений в схеме

Во многих случаях  $\tau \gg t_n$ , так что спад  $\Delta U$  является незначительным. Тогда можно считать, что в течение времени  $t = t_n$  он соответствует начальному, почти линейному участку экспоненты, в пределах которого скорость изменения экспоненты  $v = \frac{U_m}{\tau}$  является примерно постоянной. При этом

$$\Delta U_m \approx v t_n = \frac{U_m}{\tau} \cdot t_n,$$

а относительный спад

$$\lambda = \frac{\Delta U}{U_m} = \frac{t_n}{\tau}. \quad (2-10)$$

К искажению импульсов при передаче их через цепь  $RC$  можно подойти и с точки зрения спектрального анализа.

Напряжение каждой гармоники, входящей в состав спектра импульсной последовательности, распределяется между активным сопротивлением и конденсатором. Сопротивление конденсатора на высоких частотах мало и на нем выделяется незначительное напряжение высокочастотных составляющих, а основная часть его падает на активном сопротивлении. Наоборот, напряжение низкочастотных гармоник в основном выделяется на конденсаторе и лишь незначительно на активном сопротивлении.

Поэтому цепь с емкостным выходом искажает фронты импульсов, так как они состояются высокочастотными гармониками спектра, а цепь с активным выходом будет с искажением передавать плоскую вершину импульса, которую образуют низкочастотные гармоники.

Для неискаженной передачи импульсов цепь должна пропускать на выход все составляющие входного напряжения, не меняя соотношения между их величинами

Часто в реальных схемах активное сопротивление, стоящее на выходе, шунтируется паразитной емкостью  $C_1$  (рис. 2-6, а). В этом случае наряду со спадом плоской вершины имеет место искажение фронтов выходных импульсов, нарастание которых теперь происходит постепенно.

Ввиду сложности решения задачи в самом общем виде рассмотрим частные случаи ее, тем более, что каждый из них имеет самостоятельное значение.

Пусть  $C \gg C_1$ . Тогда за время заряда или разряда емкости  $C_1$  напряжение на конденсаторе  $C$  не успеет фактически измениться, благодаря чему его можно исключить из рассмотрения (рис. 2-6, б).

Для того чтобы определить амплитуду и скорость нарастания выходного напряжения, преобразуем схему на рис. 2-6, б таким образом, чтобы получить последовательное соединение емкости и активного сопротивления, так как для такого соединения постоянная времени цепи  $\tau$  выражается весьма просто. Такую возможность дает использование теоремы об эквивалентном генераторе (теоремы Тевенена).

В соответствии с этой теоремой надо разомкнуть ветвь, где ищется ток, и определить напряжение на элементе цепи, к которому она в действительности подключена. Это будет э. д. с. эквивалентного генератора  $E_{\text{ЭКВ}}$ . Внутреннее сопротивление его  $R_{i\text{ЭКВ}}$  равно сопротивлению, измеренному со стороны элемента цепи, к которому подключается данная ветвь, с учетом внутреннего сопротивления реального генератора, но при э. д. с. его, равной нулю.

Размыкая мысленно ветвь, содержащую  $C_1$ , находим

$$E_{\text{ЭКВ}} = \frac{U_M}{R_i + R} \cdot R \quad \text{и} \quad R_{i\text{ЭКВ}} = \frac{R_i R}{R_i + R}. \quad (2-11)$$

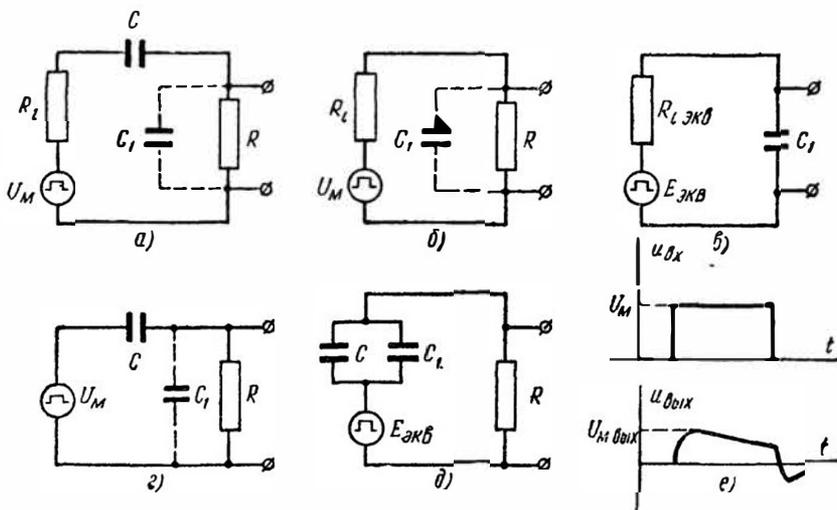


Рис. 2-6. Реальная и эквивалентная схемы цепи  $RC$  с активным выходом

В соответствии с найденными значениями  $E_{\text{ЭКВ}}$  и  $R_{i\text{ЭКВ}}$  получим схему (рис. 2-6, в), эквивалентную схеме на рис. 2-6, б, из которой

$$\tau_1 = C_1 R_{i\text{ЭКВ}} = C_1 \frac{R_i R}{R_i + R}. \quad (2-12)$$

После подачи на вход схемы, изображенной на рис. 2-6, б, положительного импульса напряжение на выходе экспоненциально возрастает с постоянной  $\tau_1$ , стремясь к величине  $E_{\text{ЭКВ}}$ .

Рассмотрим теперь случай, когда конденсатором  $C$  в схеме на рис. 2-6, а пренебречь нельзя. При этом для упрощения задачи считаем  $R_i = 0$  (рис. 2-6, з). Воспользуемся вновь теоремой Тевенена и для определения  $U_{\text{ВЫХ}}$  мысленно разомкнем ветвь, содержащую  $R$ . Величину  $E_{\text{ЭКВ}} = U_{C_1}$  находим из условия равенства зарядов емкостей  $C$  и  $C_1$ :  $C U_C = C_1 U_{C_1}$ , откуда

$$U_{C1} = \frac{\dot{C}}{C_1} \cdot U_C = \frac{\dot{C}}{C_1} (U_M - U_{C1})$$

и

$$E_{\text{экв}} = U_{C1} = U_M \frac{C}{C + C_1}. \quad (2-13)$$

Внутреннее сопротивление эквивалентного генератора составляет в данном случае параллельно включенными емкостями  $C$  и  $C_1$  (рис. 2-6, д), Поэтому

$$\tau_2 = (C + C_1) R. \quad (2-14)$$

В момент появления входного импульса напряжение на выходе схемы скачком достигает значения  $E_{\text{экв}}$  (так как емкость  $C + C_1$  беспрепятственно передает этот скачок), которое затем экспоненциально спадает до нуля с постоянной времени  $\tau_2$ .

Приведенные случаи дают возможность качественно оценить совместное влияние всех элементов схемы  $R_i$ ,  $C$  и  $C_1$ . За счет емкости  $C_1$  выходное напряжение не сможет нарастать скачком, а будет экспоненциально изменяться (рис. 2-6, е) стремясь к некоторому пределу  $U_{\text{м. вых}}$ , меньшему, чем  $\frac{U_M C}{C + C_1}$  и  $\frac{U_M R}{R_i + R}$ . Скорость его нарастания определяется постоянной времени, большей, чем  $\tau_1$  из выражения (2-12), так как во время заряда емкости  $C_1$  конденсатор  $C$  заряжается (что не учитывалось выражением 2-12) и выходное напряжение за счет этого возрастает медленнее. После достижения максимального значения выходное напряжение начнет экспоненциально спадать (за счет заряда конденсатора  $C$ ) с постоянной времени, близкой к  $\tau_2 = R(C + C_1)$ , и на выходе формируется вершина импульса.

С момента появления на входе отрицательного перепада на выходе формируется задний фронт импульса — выходное напряжение начинает экспоненциально спадать с той же постоянной времени, с которой происходило нарастание переднего фронта.

Из точного решения задачи в общем случае (рис. 2-6, а) следует, что постоянные времени фронта и среза  $\tau_1$ , спада плоской вершины  $\tau_2$  и амплитуду выходного импульса можно определить по формулам:

$$\tau_1 = \frac{R_i C_1}{1 + \frac{R_i}{R} + \frac{C_1}{C}} = \frac{R_i R}{R + R_i + R} \cdot \frac{C_1}{C}; \quad (2-15)$$

$$\tau_2 = RC \left( 1 + \frac{R_i}{R} + \frac{C_1}{C} \right) = R \left( C + C_1 + C \frac{R_i}{R} \right); \quad (2-16)$$

$$U_{\text{м. вых}} = U_M \frac{\tau_2 \tau_1}{\tau_2 - \tau_1} \cdot \frac{1}{R_i C_1}. \quad (2-17)$$

Легко проверить, что приведенные выражения справедливы для частных случаев, разобранных выше.

## § 2-4. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В КОЛЕБАТЕЛЬНОМ КОНТУРЕ

Колебательный контур содержит два реактивных элемента: индуктивность  $L$  и емкость  $C$ . Поэтому подключение к нему источника тока или отключение его также сопровождаются переходными процессами. В отличие от случаев, рассмотренных выше, переходные процессы в контуре при его добротности  $Q > 0,5$  носят не аperiodический, а *колебательный* характер.

Предположим, что в момент  $t = 0$  к последовательному контуру (рис. 2-7) с собственной частотой  $\omega_0$  подключается источник синусоидального напряжения

$$u_r = U_m \sin(\omega t + \psi),$$

где  $\psi$  — начальная фаза напряжения.

В момент подключения генератора в контуре начнется переходный процесс, по окончании которого в нем будут иметь место вынужденные колебания с частотой генератора  $\omega$ , тогда ток в контуре и напряжение на конденсаторе примут следующие значения:

$$i_B = \frac{u}{Z_K} = \frac{U_m \cos(\omega t + \psi - \varphi)}{Z_K};$$

$$u_{C.B} = i_B \cdot X_C = \frac{U_m}{Z_K \omega C} \sin(\omega t + \psi - \varphi),$$

где  $Z_K = \sqrt{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$  — полное сопротивление контура;

$$\varphi = \arctg \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{r}.$$

Из этих выражений следует, что при включении контура ( $t = 0$ )

$$i_B = \frac{U_m \cos(\psi - \varphi)}{Z_K} \quad \text{и} \quad u_{C.B} = \frac{U_m \sin(\psi - \varphi)}{Z_K} \cdot \frac{1}{\omega C}.$$

Однако в этот момент должны выполняться начальные условия возникновения колебаний: ток в контуре  $i_K = 0$  (за счет наличия индуктивности) и  $u_C = 0$ .

Очевидно эти условия соблюдаются лишь в том случае, если в момент замыкания ключа в контуре возникнут собственные (свободные) колебания с такой амплитудой и фазой, при которых произойдет компенсация вынужденных колебаний. Таким образом, при  $t = 0$  —  $i_{CB} = i_B$  и  $-u_{C.CB} = u_{C.B}$ , т. е. начальные значения  $i_{CB}$  и  $i_B$ ,  $u_{C.CB}$  и  $u_{C.B}$  должны быть соответственно равны по величине и противофазны.

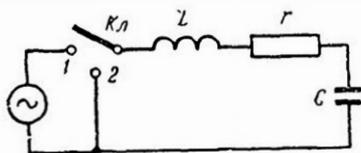


Рис. 2-7. Колебательный контур в цепи источника переменного тока

За счет активного сопротивления контура напряжение и ток свободных колебаний со временем затухают. Это затухание происходит по экспоненциальному закону:

$$i_{св} = -\frac{U_M e^{-\delta t}}{Z_K} \cos(\omega t + \psi - \varphi) \text{ и } u_{св} = -\frac{U_M e^{-\delta t}}{Z_K \omega C} \sin(\omega t + \psi - \varphi), \quad (2-18)$$

где  $\delta = \frac{r}{2L}$  — коэффициент затухания контура.

Наибольший интерес представляет случай, когда  $\omega = \omega_0$ , что соответствует прохождению через контур полезного сигнала.

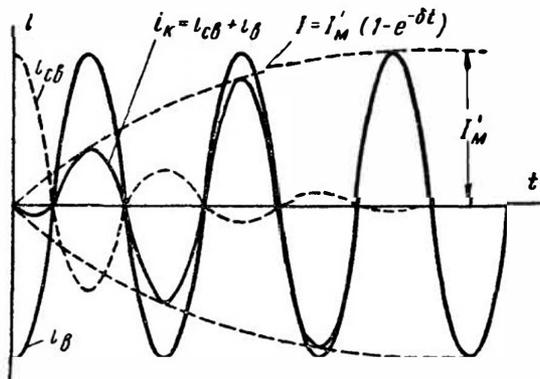


Рис. 2-8. Ток в контуре при подключении к нему источника переменного тока ( $\omega = \omega_0$ )

При этом противофазность свободных и вынужденных колебаний в начальный момент времени сохранится на протяжении всего переходного процесса (рис. 2-8).

Нередко на контур приходит сигнал с частотой  $\omega \neq \omega_0$  (помеха). В этом случае вследствие неравенства частот свободных и вынужденных колебаний токи  $i_{в}$ ,  $i_{св}$  и напряжения на конденсаторе  $u_{с.в}$ ,  $u_{с.св}$  противофазны лишь при  $t = 0$ , а за счет разности частот фазы этих колебаний периодически совпадают, так что  $i_K = i_{в} + i_{св}$  или  $u_C = u_{с.в} + u_{с.св}$  могут достигнуть больших значений (рис. 2-9).

Однако вследствие затухания свободных колебаний максимальное напряжение на конденсаторе и ток будут меньше двойных амплитудных значений вынужденных колебаний.

Рассмотрим теперь процессы в контуре после отключения источника питания — ключ  $Kл$  (рис. 2-7) переведен из положения 1 в положение 2.

Наличие в контуре  $L$  и  $C$  приводит к тому, что значения контурного тока  $i_K$  и напряжения на конденсаторе  $u_C$  не должны измениться в момент  $t_1$ , когда генератор отключается. Это возможно лишь

благодаря возникновению в контуре собственных колебаний, начальная амплитуда и фаза которых совпадают в момент  $t_1$  с амплитудой и фазой прекратившихся вынужденных колебаний.

С течением времени, когда вся энергия, запасенная в реактивных элементах контура, рассеется в виде тепла на активных сопротивлениях, свободные колебания затухнут. Ток в контуре и напряжение на конденсаторе, сдвинутые по фазе на  $90^\circ$ , затухают по экспоненциальному закону (рис. 2-10).

Таким образом, подключение источника к контуру и его отключение сопровождаются возникновением свободных затухающих колебаний. Длительность переходных процессов в контуре определяется степенью затухания этих колебаний. Чем

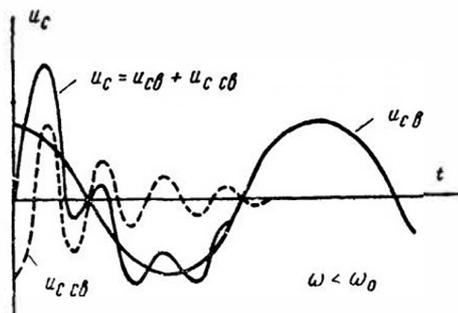


Рис. 2-9. Напряжение на конденсаторе при подключении контура к источнику переменного тока ( $\omega < \omega_0$ )

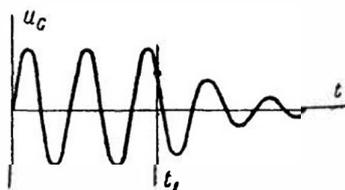


Рис. 2-10. Затухание колебаний в контуре при отключении источника

больше активное сопротивление контура  $r$ , тем быстрее при прочих равных условиях затухают в нем колебания.

Поскольку затухание и установление колебаний происходят по экспоненциальному закону, то для определения длительности и скорости переходных процессов в контуре тоже пользуются постоянной времени  $\tau$ . Из выражений (2-18) следует, что

$$\tau = \frac{1}{\delta} = \frac{2L}{r}. \quad (2-19)$$

Физический смысл этой величины заключается в данном случае в том, что через отрезок времени  $t = \tau$  после начала переходного процесса амплитуда свободных колебаний уменьшится в  $e$  раз.

Как и для цепей, рассмотренных выше, переходный процесс в контуре считают закончившимся к моменту времени  $t = 3\tau$  с его начала, когда амплитуда свободных колебаний составит 5% от начального значения.

Установим зависимость между длительностью переходного процесса  $t_{\text{пер}}$  и полосой пропускания контура  $2\Delta f$ . Известно, что

$$2\Delta f = \frac{f_0}{Q},$$

где  $f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$  — собственная частота;

$$Q = \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{r} \text{ — добротность контура.}$$

Отсюда

$$2\Delta f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC} \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{r}} = \frac{1}{2\pi} \frac{r}{L} = \frac{1}{\pi\tau} \quad \text{и} \quad \tau = \frac{1}{\pi 2\Delta f}.$$

Следовательно,

$$t_{\text{пер}} = 3\tau = \frac{3}{\pi 2\Delta f} \approx \frac{1}{2\Delta f},$$

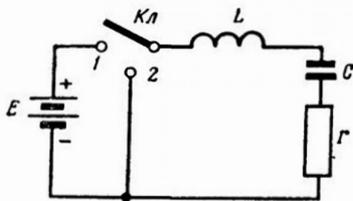


Рис. 2-11. Колебательный контур в цепи источника постоянного тока

т. е. чем шире полоса пропускания контура, тем быстрее заканчивается в нем переходный процесс.

Рассмотрим теперь переходный процесс, возникающий при подключении к последовательному контуру источника постоянного напряжения (ключ  $K_1$  на рис. 2-11 в положении 1). В первый момент

э. д. с. самоиндукции  $e$ , возникающая в катушке, уравнивает э. д. с. источника, так что ток в контуре  $i_k$  и напряжение на конденсаторе  $u_C$  равны нулю. По мере того, как э. д. с.  $e$  уменьшается,  $i_k$  и  $u_C$  возрастают и к моменту  $t_1$ , когда  $e = 0$ ,  $i_k = I_m$  и  $u_C = E$  (рис. 2-12, а). Несмотря на то, что  $u_C$  уравнивает в данный момент э. д. с. источника, ток  $i_k$  мгновенно не уменьшается до нуля, так как э. д. с., возникающая в катушке при уменьшении тока, стремится теперь поддержать его, действуя согласно с э. д. с. источника. Поэтому по контуру в прежнем направлении течет ток, который продолжает заряжать конденсатор. В результате, когда  $i_k$  станет равным нулю ( $t = t_2$ ), конденсатор окажется заряженным до значения, близкого к  $2E$ , и вся энергия сосредоточится в электрическом поле конденсатора. Далее происходит разряд конденсатора, в ходе которого ток разряда, идущий в направлении противоположном первоначальному, постепенно возрастает, достигая максимальной величины к моменту  $t_3$ , когда  $e = 0$  и  $u_C = E$ . За счет появления в катушке э. д. с. самоиндукции этот ток мгновенно не спадает до нуля, а продолжает идти в прежнем направлении, осуществляя дальнейший разряд конденсатора и т. д.

Таким образом, напряжение на конденсаторе то превышает величину  $E$ , то опускается ниже нее. Так как процесс перехода энергии из магнитного поля катушки в электрическое поле конденсатора сопровождается потерями в активном сопротивлении контура, то описанный колебательный процесс постепенно затухает по экспо-

ненциальному закону —  $i_k$  уменьшается до нуля, а  $u_c$  принимает значение, равное  $E$ .

Если после установления в контуре стационарного режима перевести ключ  $Kл$  в схеме (рис. 2-11) из положения 1 в положение 2, то в контуре вновь возникнут свободные затухающие колебания (рис. 2-12, б), в ходе которых конденсатор будет разряжаться на катушку, перезаряжаться и т. д.

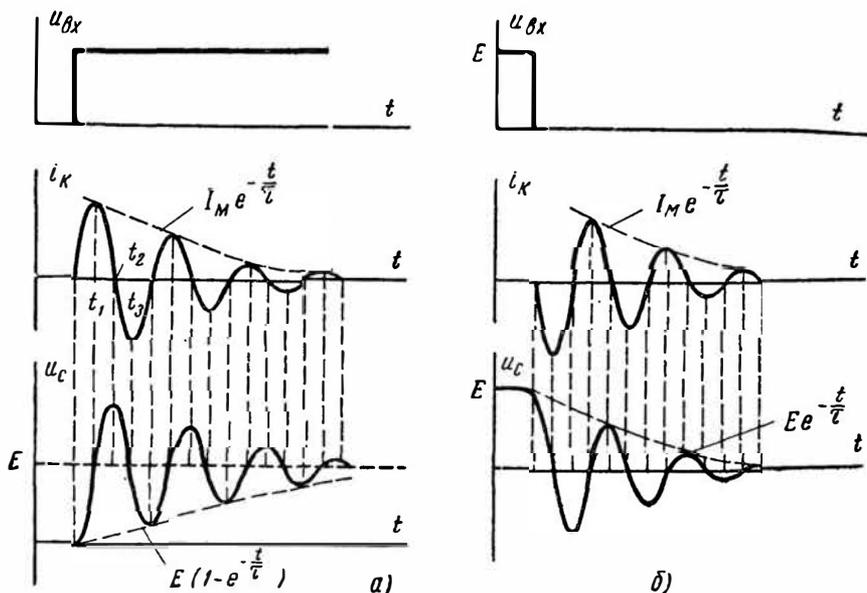


Рис. 2-12. Переходные процессы при ударном возбуждении контура

Рассмотренные процессы получения колебаний при подключении к контуру источника постоянного напряжения или при отключении его называют ударным возбуждением контура.

## § 2-5. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ДЛИННЫХ ЛИНИЯХ

Напомним вначале некоторые общие свойства линий.

Известно, что провода любой линии обладают активным сопротивлением и индуктивностью, а между проводами существуют активная проводимость и емкость. Эти параметры не сосредоточены на определенных участках, а распределены по всей длине линии, благодаря чему линия является цепью с распределенными параметрами (постоянными).

Так как активное сопротивление проводов и активная проводимость между ними обычно малы, то при дальнейшем изложении будем считать линию, не имеющей потерь, т. е. идеальной (рис. 2-13).

Индуктивность  $\Delta L$  и емкость  $\Delta C$  участка линии длиной  $\Delta l$  зависят от погонных параметров  $L_1$  и  $C_1$ , т. е. параметров, приходящихся на единицу длины линии. Поэтому

$$\Delta L = L_1 \Delta l \quad \text{и} \quad \Delta C = C_1 \Delta l.$$

Пусть волна напряжения, распространяющаяся от генератора, достигла определенного сечения линии, что обусловило в одном проводе этого сечения избыток положительных зарядов, в другом — избыток отрицательных зарядов. Тогда с участка, непосредственно примыкающего к данному и расположенного несколько дальше от генератора, начнется движение свободных электронов проводов: в одном проводе в направлении к генератору, в другом — в противоположную сторону. Такое направленное движение зарядов приводит к тому, что провода уже соседнего сечения приобретают разноименные заряды и между ними возникает напряжение. Так распространяются вдоль линии бегущие волны.

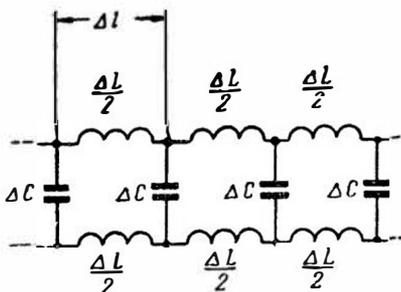


Рис. 2-13. Эквивалентная схема идеальной линии

Направленное движение зарядов (электрический ток) и напряжение возникают в данном сечении одновременно, т. е. не имеют фазового сдвига. Таким образом, бегущим волнам линия оказывает активное сопротивление, которое называется волновым сопротивлением линии  $z_0$ .

В режиме бегущих волн на любом участке линии в каждый момент времени энергия, сосредоточенная в распределенных индуктивностях, равна энергии, сосредоточенной в распределенных емкостях (иначе линия будет иметь реактивное сопротивление, характер которого определится преобладанием магнитной или электрической энергии):

$$\frac{I^2 \Delta L}{2} = \frac{U^2 \Delta C}{2}.$$

Отсюда волновое сопротивление линии

$$z_0 = \frac{U}{I} = \sqrt{\frac{\Delta L}{\Delta C}} = \sqrt{\frac{L_1 \Delta l}{C_1 \Delta l}} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \quad (2-20)$$

не зависит от длины линии и определяется лишь погонными параметрами  $L_1$  и  $C_1$ .

Наличие в линии индуктивностей и емкостей приводит к тому, что напряжение и ток передаются вдоль нее не мгновенно, а имеют определенную конечную скорость.

Если длина линии  $l$  много меньше длины волны генератора  $\lambda$  (такую линию называют короткой), то время распространения

волны по линии составляет незначительную часть периода колебаний генератора. Поэтому напряжение на нем не успевае за это время существенно измениться и в один и тот же момент в разных сечениях линии напряжения (и токи) можно считать одинаковыми. Такая линия является частным случаем цепей, рассмотренных выше.

Если длина линии  $l$  соизмерима с  $\lambda$  (такую линию называют длинной), то в один и тот же момент времени напряжения (и токи) в разных сечениях линии будут различными. В радиотехнике широкое применение находят именно такие линии.

Пусть за время  $dt$  бегущие волны, распространяясь вдоль линии, изменяют напряжение и ток на участке длиной  $dl$  соответственно на  $du$  и  $di$ . При этом э. д. с., индуцируемая в распределенной индуктивности  $L_1 dl$ , уравновешивает  $du$ :

$$L_1 dl \frac{di}{dt} = du.$$

Так как отношение приращений

$$\frac{du}{di} = z_B = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}},$$

то из предыдущего выражения следует:

$$L_1 dl \frac{di}{dt} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} di.$$

Отсюда скорость распространения бегущих волн

$$v = \frac{dl}{dt} = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}. \quad (2-21)$$

Перейдем теперь к рассмотрению переходных процессов в длинной линии, имеющей на конце различные нагрузки, считая, что она подключается к генератору с постоянной э. д. с.  $E$  и внутренним сопротивлением  $R_i = z_B$ .

Пока волна не достигает конца линии, она является бегущей (падающей на нагрузку) волной и линия оказывает ей сопротивление, равное  $z_B$ . Поэтому э. д. с.  $E$  распределяется поровну между внутренним сопротивлением генератора  $R_i = z_B$  и волновым сопротивлением линии  $z_B$ , благодаря чему по линии распространяется волна напряжения с амплитудой  $U = \frac{E}{2}$  и волна

$$\text{тока с амплитудой } I = \frac{U}{z_B} = \frac{E}{2z_B}.$$

Такие волны возникают в линии с момента подключения ее к генератору ( $t=0$ ) до момента, пока они не достигнут нагрузки, т. е. в течение времени  $t \leq \frac{l}{v}$ , где  $l$  — длина линии, а  $v$  — скорость распространения волн.

Если линия нагружена на активное сопротивление  $R_H = z_B$  (рис. 2-14), то соотношение между напряжением и током при переходе от линии к нагрузке сохраняется неизменным, и условия распространения волн не меняются. Нагрузка в данном случае является как бы продолжением линии, в которой распространяются бегущие волны, принося ей энергию от генератора.

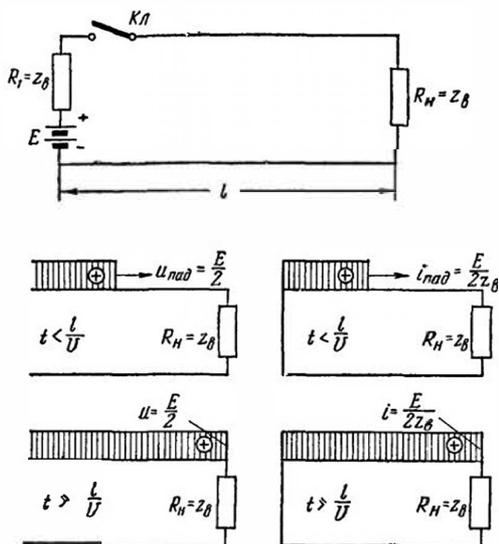


Рис. 2-14. Переходные процессы в линии, нагруженной на сопротивление  $R = z_B$

В этом случае переходный процесс заканчивается за время  $t = \frac{l}{v}$  и по всей линии устанавливаются стационарные значения напряжения  $U = \frac{E}{2}$  и тока  $I = \frac{E}{2z_B}$ .

В конце разомкнутой линии (рис. 2-15) ток равен нулю. Уменьшение напряженности магнитного поля, связанное с уменьшением тока волны, вызовет появление на конце линии индуктированной

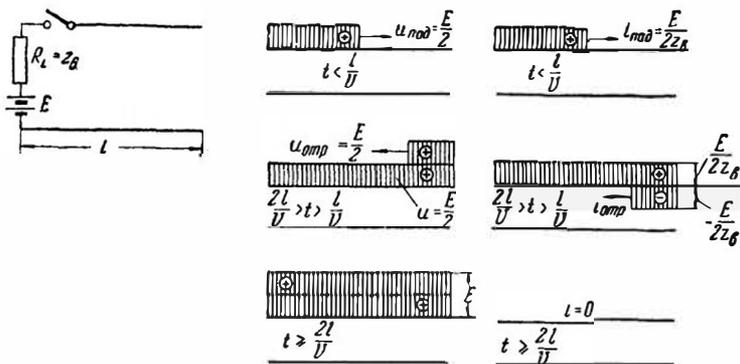


Рис. 2-15. Переходные процессы в разомкнутой линии

э. д. с., являющейся источником отраженных волн. Эти волны напряжения и тока распространяются от конца линии к генератору и тоже являются бегущими волнами. Поэтому линия оказывает

им активное сопротивление, равное  $z_B$ . Для определения фазового сдвига между отраженной и падающей волнами токов (и напряжений) следует исходить из условий, имеющих место в конце линии (из граничных условий). Так как в конце разомкнутой линии ток равен нулю, то токи падающей и отраженной волн должны быть равны по величине и противоположны по направлению. Отраженная волна тока имеет ту же амплитуду, что и падающая волна, но противоположную фазу.

Сказанное можно представить себе таким образом, что от конца одного провода навстречу положительному заряду падающей вол-

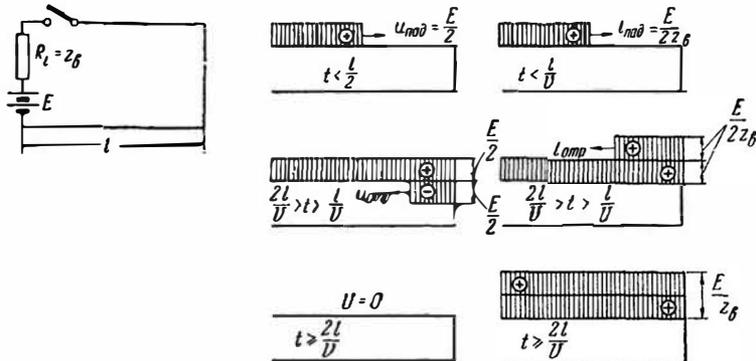


Рис. 2-16. Переходные процессы в короткозамкнутой линии

ны начинает перемещаться равный положительный заряд отраженной волны, а от конца другого провода движется аналогично отрицательный заряд.

Так как в данном случае в каждом проводе заряды падающей и отраженной волн одинаковы по величине и знаку, то отраженная волна напряжения будет иметь амплитуду и фазу падающей волны, и по мере распространения отраженных волн напряжение между проводами удваивается:

$$u = u_{\text{пад}} + u_{\text{от}} = \frac{E}{2} + \frac{E}{2} = E,$$

а результирующий ток становится равным нулю:

$$i = i_{\text{пад}} + i_{\text{от}} = \frac{U}{2z_B} - \frac{U}{2z_B} = 0.$$

Через время  $t = \frac{2l}{v}$  отраженные волны подойдут к источнику. Так как внутреннее сопротивление источника  $R_l = z_B$ , то нового отражения не произойдет и переходный процесс на этом закончится. При этом вдоль всей линии установится напряжение  $u = E$  и ток  $i = 0$ .

В конце короткозамкнутой линии (рис. 2-16) напряжение равно нулю. Это граничное условие будет выполнено, если представить, что от конца каждого провода отраженная волна переносит заряд, который равен по величине и противоположен по знаку заряду падающей волны. Это равносильно тому, что фаза отраженной волны противоположна фазе падающей волны.

Движению разноименных зарядов в противоположных направлениях соответствует одинаковое направление токов, т. е. отраженная волна тока совпадает по фазе с падающей волной и имеет такую же амплитуду.

По мере распространения отраженных волн результирующее напряжение между проводами становится равным нулю:

$$u = u_{\text{пад}} + u_{\text{от}} = \frac{E}{2} - \frac{E}{2} = 0,$$

а ток будет удваиваться:

$$i = i_{\text{пад}} + i_{\text{от}} = \frac{E}{2z_{\text{в}}} + \frac{E}{2z_{\text{в}}} = \frac{E}{z_{\text{в}}}.$$

Через время  $t = \frac{2l}{v}$  после подключения линии отраженные волны подойдут к генератору с внутренним сопротивлением  $R_i = z_{\text{в}}$  — переходный процесс закончится, и по всей линии установится напряжение  $u = 0$  и ток  $i = \frac{E}{z_{\text{в}}}$ .

Заметим, что найденные значения напряжений и токов установившихся режимов во всех разобранных случаях совершенно очевидны. Действительно, стационарный режим, соответствующий  $R_{\text{н}} = R_i = z_{\text{в}}$ , характеризуется током  $i = \frac{E}{R_i + R_{\text{н}}} = \frac{E}{2z_{\text{в}}}$  и напряжением  $U = iR_{\text{н}} = \frac{E}{2z_{\text{в}}} \cdot z_{\text{в}} = \frac{E}{2}$ , ток в разомкнутой линии  $I = 0$ , а напряжение вдоль всей линии  $U = E$ ; вдоль короткозамкнутой линии напряжение  $U = 0$ , а ток  $I = \frac{E}{R_i} = \frac{E}{z_{\text{в}}}$ .



---

## Глава 3 ИМПУЛЬСНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

### § 3-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Во многих устройствах, связанных с автоматикой, счетно-решающей техникой, радиолокацией, радиоизмерениями и другими областями техники, широкое применение нашли импульсные усилители. Импульсный усилитель должен обеспечивать по возможности минимальное искажение формы импульсов. Это требование сводится к равномерному усилению гармоник всех частот, составляющих последовательность импульсов.

Таким образом, импульсный усилитель должен быть широкополосным с предельно равномерной частотной характеристикой.

Условно считают, что импульсные усилители обеспечивают равномерное усиление в полосе частот от десятков килогерц до единиц и десятков мегагерц.

Импульсные усилители являются частным случаем видеоусилителей, предназначенных для усиления сигналов с частотным спектром от десятков герц до десятков мегагерц.

Импульсные усилители выполняются на электронных лампах и полупроводниковых приборах.

### § 3-2. ИМПУЛЬСНЫЕ УСИЛИТЕЛИ НА ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМПАХ

Широкое использование электронных ламп в усилителях обусловлено их большим входным сопротивлением (в отсутствие сеточных токов) и безынерционностью вплоть до частот порядка сотен мегагерц.

Чаще всего в импульсных усилителях применяются пентоды, так как они обладают малой проходной емкостью и, следовательно, небольшой динамической входной емкостью, которая при этом не будет существенно влиять на форму входных импульсов.

#### Однокаскадный усилитель

Самой равномерной частотной характеристикой обладает реостатный усилитель (рис. 3-1). Поэтому его схема положена в основу импульсного усилителя.

Наиболее полно свойства такого усилителя можно выявить, рассматривая его работу при наличии на входе прямоугольных импульсов идеальной формы, когда резкие скачки входного напряжения чередуются с напряжением постоянного уровня.

Рассмотрим вначале *передачу усилителем фронтов импульса*, составляемых высокочастотными гармониками спектра.

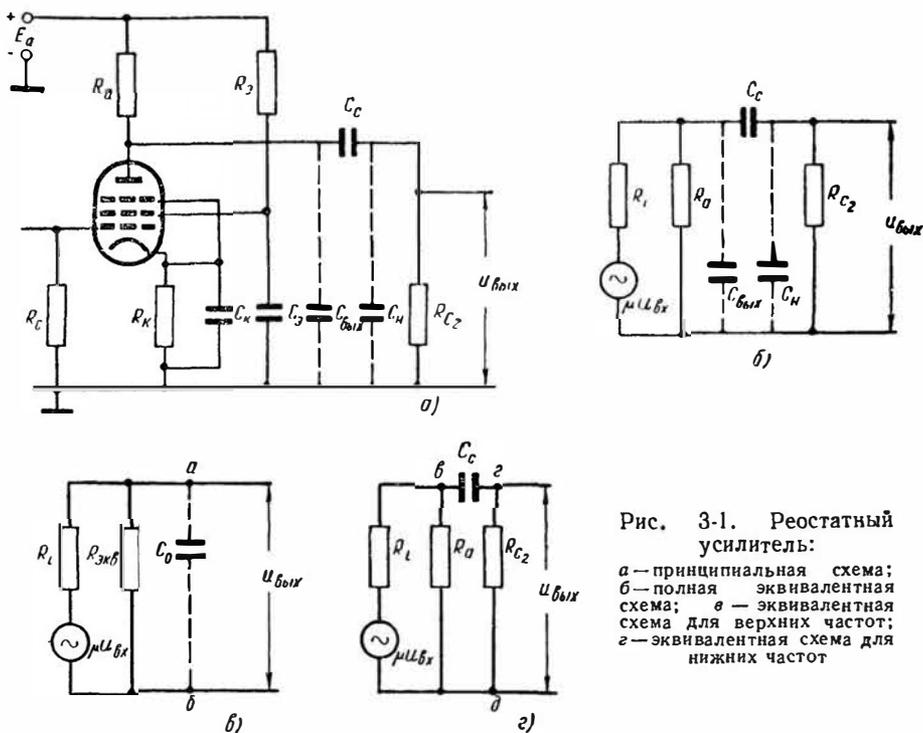


Рис. 3-1. Реостатный усилитель:

а — принципиальная схема; б — полная эквивалентная схема; в — эквивалентная схема для верхних частот; г — эквивалентная схема для нижних частот

При анализе этого режима следует воспользоваться эквивалентной схемой каскада в области верхних частот (рис. 3-1, в). В этой схеме емкость  $C_0$  включает в себя выходную емкость лампы  $C_{\text{вых}}$ , емкость монтажа  $C_{\text{м}}$  и емкость нагрузки (в частности, входную емкость  $C_{\text{вх}}$  последующего каскада), а сопротивление  $R_{\text{экр}}$  — сопротивление параллельно включенных  $R_a$  и  $R_n$  (последнее может быть сопротивлением утечки  $R_{c2}$  последующей лампы)

$$R_{\text{экр}} = \frac{R_a R_{c2}}{R_a + R_{c2}} .$$

Наличие на выходе каскада емкости  $C_0$ , напряжение на которой не может мгновенно изменяться, приводит к тому, что фронты импульса искажаются (рис. 3-2). Чем меньше постоянная времени  $\tau$

заряда и разряда этой емкости, тем меньше эти искажения. Для определения  $\tau$  используем теорему Тевенена.

Размыкая мысленно ветвь, содержащую  $C_0$  в схеме на рис. 3-1, в имеем

$$E_{\text{ЭКВ}} = U_{\text{аб}} = \frac{\mu U_{\text{вх}} R_{\text{ЭКВ}}}{R_{\text{ЭКВ}} + R_i} \quad \text{и} \quad R_{i \text{ЭКВ}} = \frac{R_{\text{ЭКВ}} R_i}{R_{\text{ЭКВ}} + R_i}.$$

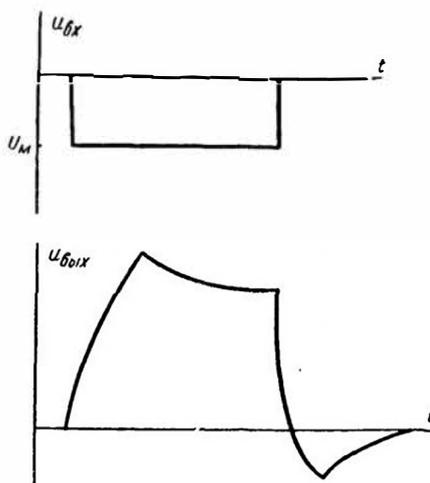


Рис. 3-2. Искажение импульса усилительным каскадом

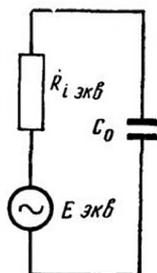


Рис. 3-3. К определению постоянной времени анодной цепи на верхних частотах

На рис. 3-3 показана эквивалентная схема, содержащая  $E_{\text{ЭКВ}}$  и  $R_{i \text{ЭКВ}}$ , откуда постоянная времени легко определяется по формуле

$$\tau_{\text{в}} = C_0 R_{i \text{ЭКВ}} = C_0 \frac{R_{\text{ЭКВ}} R_i}{R_{\text{ЭКВ}} + R_i}.$$

Из выражения  $R_{i \text{ЭКВ}}$  следует, что оно является сопротивлением параллельно включенных  $R_{\text{а}}$ ,  $R_{\text{с2}}$  и  $R_i$ . Нетрудно заметить, что такое сопротивление имеет схема на рис. 3-1, б, если его измерять со стороны выходных зажимов, считая э. д. с. генератора равной нулю. Поэтому  $R_{i \text{ЭКВ}}$  называют **выходным сопротивлением каскада**. Выходное сопротивление является важной характеристикой каскада. Имея в виду этот параметр, запишем

$$\tau_{\text{в}} = C_0 R_{i \text{ЭКВ}} = C_0 R_{\text{вых}}.$$

Для уменьшения  $\tau_{\text{в}}$  сопротивление анодной нагрузки  $R_{\text{а}}$  выбирают много меньше сопротивлений  $R_i$  и  $R_{\text{с2}}$ , благодаря чему сопротивлением  $R_{\text{вых}}$  можно считать сопротивление  $R_{\text{а}}$ . Тогда

$$\tau_b = C_0 R_{\text{вых}} \approx C_0 R_a. \quad (3-1)$$

Время нарастания импульса  $t_n$  от  $0,1 U_m$  до  $0,9 U_m$ , обусловленное действием емкостей только усилительного каскада,

$$t_n = 2,2 \tau_b = 2,2 C_0 R_a.$$

Умножая левую и правую части этого равенства на крутизну лампы  $S$ , после преобразований получим

$$S R_a = K = \frac{S}{2,2 C_0} t_n, \quad (3-2)$$

где  $K$  — коэффициент усиления каскада на средних частотах.

Отношение  $\frac{K}{t_n}$  является одним из основных параметров усилителя и называется добротностью каскада:

$$D = \frac{K}{t_n} = \frac{S}{2,2 C_0}.$$

Добротность имеет размерность частоты и зависит от параметров выбранной лампы ( $S$  и  $C_{\text{вых}1}$ ), и емкости нагрузки  $C_n$  (в частном случае  $C_{\text{вых}2}$  лампы последующего каскада). При определенной величине  $C_n$  добротность каскада, выполненного на данной лампе, является величиной постоянной. Поэтому для получения большего коэффициента усиления каскада  $K$  необходимо допустить большее время нарастания импульса  $t_n$ . Чем меньше необходимо иметь  $t_n$ , тем меньшее усиление можно получить от каскада. Для получения большего коэффициента усиления при малых искажениях фронтов импульса следует выбирать лампу, обеспечивающую большее отношение  $\frac{S}{C_0}$ . Преимущество в этом отношении имеют пентоды.

Часто пользуются отношением, пропорциональным добротности и называемым площадью усиления каскада:

$$\Pi = \frac{K}{\tau_b} = 2,2 D = \frac{S}{C_0}.$$

Если последующая лампа однотипна данной, то  $C_0 = C_{\text{вых}1} + C_{\text{вх}1} + C_m$ . Тогда площадь усиления каскада

$$\Pi = \frac{S}{C_0} = \frac{S}{C_{\text{вых}1} + C_{\text{вх}1} + C_m}.$$

Аналогично площади усиления каскада введено понятие площади усиления лампы

$$\Pi_{\lambda} = \frac{S}{C_{\text{ск}} + C_{\text{ак}}}.$$

Часто этот параметр называют коэффициентом широкополосности.

Данные ряда ламп приведены в табл. 3-1. Последняя графа таблицы заполнена в предположении, что  $C_n = 8 \text{ нф}$  и последующая лампа однотипна данной. Если последующий каскад собран на другой лампе или нагружен на емкость  $C_n$ , то в выражение  $C_0 = C_{\text{вых1}} + C_{\text{вх2}} + C_n$  надо подставлять  $C_{\text{вх2}}$  именно этой лампы или емкость нагрузки  $C_n$ .

Выбор лампы производится с таким расчетом, чтобы в соответствии с выражением (3-2) выполнялось условие

$$\frac{S}{C_0} \geq 2,2 \frac{K}{t_n}, \quad (3-3)$$

где  $K$  и  $t_n$  задаются техническими условиями на проектируемый усилитель.

Следует отметить еще одно обстоятельство, играющее важную роль при выборе лампы. Если амплитуда импульса  $U_{\text{м. вых}}$  является заданной, то изменение (перепад) анодного тока лампы, за счет которого на сопротивлении  $R_a$  создается импульс напряжения  $U_{\text{м. вых}}$ ,

$$\Delta I_a = \frac{U_{\text{м. вых}}}{R_a}. \quad (3-4)$$

Подставляя сюда выражение  $R_a$  из формулы (3-2), получим

$$\Delta I_a = \frac{2,2 C_0 U_{\text{м. вых}}}{t_n}. \quad (3-5)$$

Из последнего выражения следует, что чем больше емкость, нагружающая каскад, и чем меньше должно быть время нарастания импульса, добавляемое усилителем, тем больший импульс анодного тока должна обеспечить лампа, т. е. тем более мощной она должна быть. Физически это объясняется тем, что быстрый заряд большой емкости может осуществляться только значительным током. Таким образом, выбор лампы производится с учетом требуемого перепада анодного тока. Это особенно важно, когда на вход каскада подается отрицательный импульс. В этом случае полное изменение тока не превышает тока покоя  $I_{a0}$ , который должен быть поэтому больше  $\Delta I_a$ .

Рассмотрим теперь *искажение плоской вершины импульса*.

Воздействие на усилитель плоской вершины импульса, которая составляется низкочастотными гармониками спектра, нужно рассматривать по эквивалентной схеме для нижних частот (рис. 3-1, з).

За время действия импульса  $t_n$  конденсатор  $C_c$  успевает частично зарядиться и поэтому  $u_{\text{вых}}$  экспоненциально уменьшается (рис. 3-2). Для определения постоянной времени  $\tau_n$ , с которой заряжается и разряжается конденсатор  $C_c$ , применим теорему Тевенена. В этом случае, мысленно размыкая ветвь  $v \text{ } g \text{ } d$ , (рис. 3-1, з), имеем

$$E_{\text{экр}} = U_{\text{вд}} = \frac{\mu U_{\text{вх}}}{R_i \text{ } \nabla \text{ } R_a} R_a \quad \text{и} \quad R_{i \text{ экв}} = \frac{R_i R_a}{R_i \text{ } \nabla \text{ } R_a}.$$

Параметры некоторых ламп, исполъ

Наименование лампы	Тип лампы	Накал		Анод		Экранирующая сетка		Управляющая сетка	Допустимая мощность рассеяния	
		$U_{н.в}$	$I_{н.а}$	$U_{а.в}$	$I_{а0.ма}$	$U_{э.в}$	$I_{э.в}$		$U_{с0.в}$	анода $P_{а. доп. вт}$
6С3П	Миниатюрный триод	6,3	0,3	150	16	—	—	—1,7	3	—
6С4П	Миниатюрный триод	6,3	0,3	150	16	—	—	—1,7	3	—
6С15П	Миниатюрный триод с мелкоструктурной сеткой	6,3	0,44	150	40	—	—	—	7,5	—
6Н1П	Миниатюрный двойной триод	6,3	0,6	250	8	—	—	—5	2	—
6Н3П	Миниатюрный двойной триод	6,3	0,35	150	7,7	—	—	—2	1,5	—
6Н16Б	Сверхминиатюрный двойной триод	6,3	0,4	100	6,3	—	—	—2	0,9	—
6Н6П	Миниатюрный двойной триод	6,3	0,75	120	30	—	—	—2	4,8	—
6Н17Б	Сверхминиатюрный двойной триод	6,3	0,4	200	3,3	—	—	—1	0,9	—
6Ж1П	Миниатюрный пентод	6,3	0,175	120	7,5	120	3,2	—1,8	1,8	0,55
6Ж2П	Миниатюрный пентод	6,3	0,175	120	5,5	120	4	—1,9	1,85	0,85
6Ж3П	Миниатюрный пентод	6,3	0,3	250	7	150	2	—1,8	2,5	0,55
6Ж5Б	Сверхминиатюрный пентод	6,3	0,25	120	16	120	4	—2	2,4	0,8
6Ж9Б	Сверхминиатюрный пентод	6,3	0,3	120	15	120	5,5	—	2,4	0,7
6Ж5П	Миниатюрный пентод	6,3	0,45	300	10	150	2	—2	3,6	0,5
6Ж9П	Миниатюрный пентод с мелкоструктурной сеткой	6,3	0,3	150	15	150	3	—1,5	3	0,75
6Ж10П	Миниатюрный пентод с двухсеточным управлением	6,3	0,3	200	6,5	120	4,5	—1,2	3	0,75

Таблица 3-1

зубых в импульсных усилителях

Параметры по аноду			Параметры по экранирующей сетке			Емкости, пф					$\frac{S}{C_0} \cdot 10^6$ сек	Примечание
$\mu$	$R_{i, \text{ком}}$	$S, \text{ма/в}$	$\mu_э$	$R_{iэ, \text{ком}}$	$S_{э, \text{ма/в}}$	проходная $C_{ас}$	входная $C_{ск}$	выходная $C_{ак}$	монтажная $C_{м}$	суммарная $C_0$		
50	2,56	19,5	—	—	—	2	6,4	1,55	—	—	—	
50	2,56	19,5	—	—	—	3,6	11,3	0,17	—	—	—	
50	1,11	45	—	—	—	5	10,5	1,5	—	—	—	
35	11	3,2	—	—	—	1,85	3,8	1,75	—	—	—	Для каждо- го триода
36	7,6	4,9	—	—	—	1,3	2,5	1,4	—	—	—	Для каждо- го триода
25	5	5	—	—	—	1,5	2,55	1,65	—	—	—	Для каждо- го триода
20	1,8	11	—	—	—	3,7	4,45	2	—	—	—	Для каждо- го триода
75	19,7	3,8	—	—	—	1,6	2,8	1,55	—	—	—	Для каждо- го триода
—	300	5,2	25	14,7	1,7	0,025	4,35	2,45	8	14,8	3,51	
—	200	3,7	—	—	—	0,02	4,5	2,5	8	15	2,47	
—	500	5	50	33	1,5	0,025	6,5	1,5	8	16	3,13	
—	—	10	—	—	2,5	0,05	6	4	6	16	6,25	
—	—	17	—	—	—	0,055	7,5	3,4	6	16,9	10	
—	500	9	55	31	1,8	0,04	10	2,5	8	20,5	4,39	
—	150	17,5	50	14,3	3,5	0,03	8	3	8	19	9,21	
—	100	9,5	50	7,6	6,6	0,022	8,5	4,1	8	20,6	4,62	Крутизна S по первой сетке 1,5 ма/в

Наименование лампы	Тип лампы	Накал		Анод		Экранирующая сетка		Управ. люющая сетка	Допустимая мощность рассеяния	
		$U_{н.в}$	$I_{н.а}$	$U_{а.в}$	$I_{а0.ма}$	$U_{э.в}$	$I_{э.в}$		$U_{с0.в}$	анода $P_{а. доп. вт}$
6Ж11П	Миниатюрный пентод с мелкоструктурной сеткой	6,3	0,44	150	25	150	7,5	-1,7	4,9	1,15
6Ж21П	Миниатюрный пентод с катодной сеткой	6,3	0,35	150	17	150	5	-1,1	3	0,9
6Ж22П	Миниатюрный пентод с катодной сеткой	6,3	0,5	150	30	150	7,5	1,2	5,5	1,5
6Ж4	Пентод в. ч в металлическом корпусе	6,3	0,45	300	10,25	150	2,2	1,6	3,3	0,45
6К4П	Миниатюрный пентод с удлиненной характеристикой	6,3	0,3	250	10	100	3,7	-1	3	0,6
6П9	Выходной пентод в металлическом баллоне	6,3	0,65	300	30	150	6,5	-3	9	1,5
6П14П	Миниатюрный выходной пентод	6,3	0,76	250	48	250	7	-6,5	12	2
6П15П	Миниатюрный выходной пентод	6,3	0,76	300	30	150	4,5	-2,8	12	1,5
6П18П	Миниатюрный выходной пентод	6,3	0,76	250	53	170	8	-6	12	2,5
6Э5П	Миниатюрный выходной пентод с мелкоструктурной сеткой	6,3	0,6	150	43	150	10	-1,8	8,3	2,3
ГУ-29	Генераторный лучевой двойной триод	6,3	2,25	400	80	225	10	-12	40	7

Параметры по аноду			Параметры по экранирующей сетке			Емкости, пф					$\frac{S}{C_0} \cdot 10^6$ сек	Примечание
$\mu$	$R_{i, \text{ком}}$	$S, \text{ма/в}$	$\mu_{\text{Э}}$	$R_{i\text{Э}, \text{ком}}$	$S_{\text{Э}}, \text{ма/в}$	проходная $C_{ac}$	входная $C_{ск}$	выходная $C_{ак}$	монтажная $C_{м}$	суммарная $C_0$		
—	34	28	43	5,1	8,4	0,05	13,5	3,5	8	25	11,2	
—	60	17	65	13	5	0,35	5,9	1,9	8	15,8	10,8	Напряжение катодной сетки 12,6 в, ток — 35 ма
—	65	30	50	6,7	7,5	0,05	9	2,4	8	19,4	15,5	
—	1000	9	—	20	—	0,015	11	5	8	24	3,1	
—	450	4,4	20	12,5	1,6	0,0045	6,4	6,7	8	21,1	2,8	$S = 40 \text{ мка/в}$ при $u_c = -20 \text{ в}$
—	130	11,7	25	10	2,5	0,06	13	7,5	8	28,5	4,1	
—	30	11,3	22,5	13,6	1,65	0,2	11	7	8	26	4,35	
—	100	14,7	20,8	9,5	2,2	0,07	13,5	7	8	28,5	5,15	
—	23	11	11,9	7,5	1,6	0,2	11,5	6	8	25,5	4,32	
—	8	30,5	31	4,1	7,5	0,06	15	2,55	8	25,55	11,9	
—	—	8	10	10	1	0,1	15	7	—	—	—	

Эквивалентная схема, содержащая  $E_{\text{экв}}$  и  $R_{i \text{ экв}}$ , изображена на рис. 3-4, откуда

$$\tau_n = C_c (R_{i \text{ экв}} + R_{c2}) = C_c \left( \frac{R_i R_a}{R_i + R_a} + R_{c2} \right).$$

Так как обычно

$$R_a \ll R_i \text{ и } R_a \ll R_{c2},$$

то

$$\tau_n \approx C_c R_{c2}. \quad (3-5)$$

Чем больше  $\tau_n$ , тем медленнее происходит заряд конденсатора  $C_c$ , тем меньше завал плоской вершины импульса  $\Delta U$  и отрицательный выброс. Увеличение  $\tau_n$  связано с выбором больших величин  $C_c$  и  $R_{c2}$ . С увеличением  $C_c$  возрастают габариты конденсатора и его паразитная емкость относительно корпуса (для конденсатора емкостью в 1 мкф она составляет несколько сотен пф), что приводит к увеличению  $C_0$  и, как следствие, к большим искажениям фронтов импульса. Поэтому обычно емкость конденсатора  $C_c$  выбирают в пределах 0,01—0,1 мкф. Чрезмерное увеличение  $R_c$  приводит к изменению положения исходной рабочей точки на характеристике лампы за счет сеточного тока (электронного или ионного), протекающего по сопротивлению  $R_c$ .

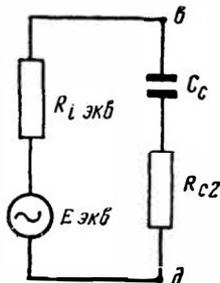


Рис. 3-4. К определению постоянной времени анодной цепи на нижних частотах

Поэтому для ламп с большой крутизной  $R_c$  редко превышает величину 0,5—1 Мом.

В соответствии с формулой (2-10) относительный спад плоской вершины импульса за счет действия цепи  $C_c R_c$

$$\lambda_c = \frac{\Delta U}{U_m} = \frac{t_n}{\tau_n} = \frac{t_n}{C_c R_{c2}}.$$

При данной длительности импульса  $t_n$  и допустимых искажениях вершины  $\lambda_c$  необходимо иметь постоянную времени

$$\tau_n \geq \frac{t_n}{\lambda_c}.$$

Емкость разделительного конденсатора  $C_c$  следует выбирать из условия

$$C_c = \frac{\tau_n}{R_{c2}} \geq \frac{t_n}{\lambda_c R_{c2}}. \quad (3-6)$$

Кроме емкости  $C_c$  скалывание вершины импульса вызывает и конденсатор  $C_k$  в цепи автоматического смещения. За время действия импульса  $t_n$  емкость  $C_k$  постепенно заряжается и напряжение между сеткой и катодом  $u_{ск} = u_{вк} - u_k$ , управляющее

током лампы, снижается, что вызывает уменьшение выходного напряжения, т. е. дополнительный спад плоской вершины. Величина его зависит от крутизны лампы  $S$ , емкости конденсатора  $C_k$  и длительности импульса  $t_n$ .

Чем больше  $S$ , тем больше изменяется под действием входного импульса анодный ток и тем больше успевает измениться за время  $t_n$  напряжение на конденсаторе  $C_k$ . С уменьшением  $C_k$  и увеличением длительности импульса  $t_n$  это изменение напряжения становится больше. Обычно относительный спад вершины за счет  $C_k$  невелик и величину его можно определить из формулы

$$\lambda_k = \frac{\Delta U}{U_m} = \frac{S t_n}{C_k}.$$

В соответствии с этим емкость конденсатора выбирается из условия

$$C_k \geq \frac{S t_n}{\lambda_k}, \quad (3-7)$$

где  $\lambda_k$  — допустимый спад плоской вершины только за счет  $C_k$ .

Если применение конденсаторов  $C_k$  большой емкости нежелательно (они имеют большие габариты и стоимость), то их исключают из схемы, устраняя тем самым завал по этой причине плоской вершины импульса, идя заведомо на уменьшение усиления каскада за счет появляющейся при этом отрицательной обратной связи.

Аналогичное влияние на плоскую вершину выходного импульса оказывает конденсатор  $C_3$  в цепи экранирующей сетки пентода. При воздействии переднего фронта входного импульса изменяются ток  $i_3$  этой сетки и ее потенциал  $u_3 = E_a - i_3 R_3$ . Отсутствие  $C_3$  приводит к скачкообразному изменению  $u_3$ , т. е. к уменьшению коэффициента усиления каскада и, как следствие, к уменьшению амплитуды выходного импульса, но без искажения формы плоской вершины (также, как и в отсутствие  $C_k$ ). При наличии  $C_3$  потенциал экранирующей сетки изменяется не мгновенно, а экспоненциально и по тому же закону спадает плоская вершина выходного импульса.

Чем больше длительность импульса  $t_n$  и меньше емкость конденсатора  $C_3$ , тем больше этот спад. Величина его определяется по формуле

$$\lambda_3 \approx \frac{t_n}{C_3 R_{i3}},$$

где  $R_{i3}$  — внутреннее сопротивление промежутка катод — экранирующая сетка.

Для некоторых ламп значения  $R_{i3}$  приведены в табл. 3-1.

Выбор  $C_3$  производится из условия

$$C_3 \geq \frac{t_n}{\lambda_3 R_{i3}}, \quad (3-8)$$

где  $\lambda_3$  — допустимый спад только за счет цепи экранирующей сетки.

Если допустимый суммарный спад  $\lambda$  не превосходит 10%, то можно считать, что

$$\lambda \approx \lambda_c + \lambda_k + \lambda_s.$$

Используя выражения  $\lambda_c$ ,  $\lambda_k$  и  $\lambda_s$ , получим

$$\lambda = t_n \left( \frac{1}{C_c R_c} + \frac{S}{C_k} + \frac{1}{C_s R_{i_s}} \right),$$

или

$$\lambda = \frac{t_n}{\tau_s}, \quad (3-9)$$

где  $\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{C_c R_c} + \frac{S}{C_k} + \frac{1}{C_s R_{i_s}}$ ;  $\tau_s$  — эквивалентная постоянная времени.

В ряде случаев целесообразно знать связь между искажениями импульса, которые создаются усилителем, и частотной характеристикой последнего. Рассмотрим эту связь.

Коэффициент усиления каскада

$$K = Sz_a,$$

где  $z_a = - \frac{R_a j \frac{1}{\omega C_0}}{R_a - j \frac{1}{\omega C_0}}$  — полное сопротивление анодной нагрузки каскада, состоящей из параллельно включенных  $R_a$  и  $C_0$  (по-прежнему считаем  $R_a \ll R_i$  и  $R_a \ll R_c$ ).

Умножая числитель и знаменатель выражения  $z_a$  на величину, комплексно сопряженную знаменателю, после несложных преобразований получим модуль  $Z_a$  в виде

$$Z_a = \frac{R_a}{\sqrt{1 + \omega^2 C_0^2 R_a^2}}$$

и модуль коэффициента усиления каскада

$$K = \frac{SR_a}{\sqrt{1 + \omega^2 C_0^2 R_a^2}}. \quad (3-10)$$

На средних частотах влиянием емкости  $C_0$  можно пренебречь, и коэффициент усиления становится максимальным

$$K = SR_a.$$

Высокая частота, усиление на которой уменьшается по сравнению с максимальным в  $\sqrt{2}$  раз, называется верхней граничной частотой  $f_b$ .

В соответствии с этим определением на частоте  $\omega = \omega_b$  в формуле (3-10)

$$1 + \omega_b^2 C_0^2 R_a^2 = 2,$$

откуда

$$\frac{1}{\omega_B} = C_0 R_a = \tau_B. \quad (3-11)$$

Поэтому время нарастания импульса, добавляемое каскадом, связано с его верхней граничной частотой выражением

$$t_H = 2,2 \tau_B = \frac{2,2}{\omega_B} = \frac{2,2}{2\pi f_B} = \frac{0,35}{f_B}, \quad (3-12)$$

а площадь усиления каскада

$$\Pi = \frac{K}{\tau_B} = K\omega_B = 2\pi f_B K.$$

С помощью эквивалентной схемы для нижних частот (рис. 3-1,з) можно оценить влияние конденсатора  $C_c$ . На средних частотах, когда им можно пренебречь,

$$U_{\text{вых}} = U_{\text{в.д}} = KU_{\text{вх}},$$

где  $K$  — коэффициент усиления на средних частотах.  
С учетом емкости  $C_c$

$$U_{\text{вых}} = \frac{U_{\text{в.д}}}{\sqrt{R_{c2}^2 + \left(\frac{1}{\omega C_c}\right)^2}} R_{c2}.$$

Разделив числитель и знаменатель этого выражения на  $R_{c2}$  получим

$$U_{\text{вых}} = \frac{U_{\text{в.д}}}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega C_c R_{c2}}\right)^2}},$$

откуда коэффициент усиления

$$K' = \frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{вх}}} = \frac{U_{\text{в.д}}}{U_{\text{вх}} \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega C_c R_{c2}}\right)^2}} = \frac{K}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega C_c R_{c2}}\right)^2}}.$$

Низкая частота, усиление на которой уменьшается по сравнению с максимальным (на средних частотах) в  $\sqrt{2}$  раз, называется нижней граничной частотой  $f_H$ .

В соответствии с этим определяем на частоте  $\omega = \omega_H$  в предыдущем выражении

$$\left(1 + \frac{1}{\omega_H C_c R_{c2}}\right)^2 = 2,$$

откуда

$$\frac{1}{\omega_H} = C_c R_{c2} = \tau_H. \quad (3-13)$$

В общем случае, когда завал плоской вершины вызывается наличием конденсаторов  $C_c$ ,  $C_k$  и  $C_э$ ,

$$\frac{1}{\omega_n} = \tau_э.$$

Поэтому относительный спад вершины импульса, определяемый выражением (3-9), равен

$$\lambda = \frac{t_n}{\tau_э} = t_n \omega_n = 2\pi f_n t_n.$$

### Коррекция фронта импульса

Коррекция фронта импульса называется часто коррекцией в области верхних частот.

На рис. 3-5, а изображена схема каскада с параллельной коррекцией, в которой ветвь, содержащая корректирующий элемент —

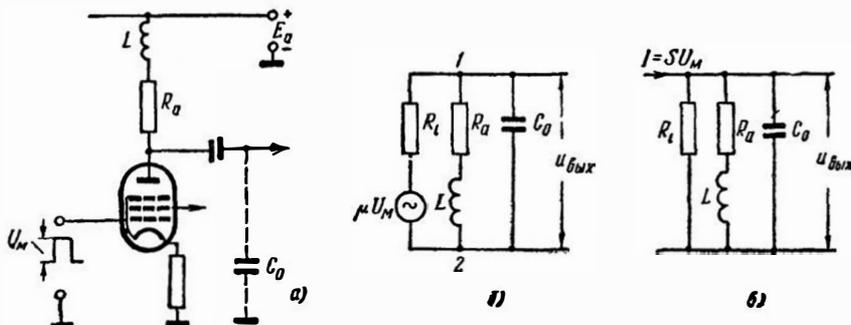


Рис. 3-5. Каскад с параллельной коррекцией:  
а — принципиальная схема; б и в — эквивалентные схемы

индуктивность  $L$ , включена параллельно емкости  $C_0$ . Простота схемы и несложность регулировки обеспечили ей широкое применение.

Преобразуем схему на рис. 3-5, б, для чего обозначим сопротивление, включенное между точками 1—2, через  $z_a$ . Тогда установившееся значение выходного напряжения запишется в виде

$$U_{м. \text{ вых}} = \frac{\mu U_m}{R_i \div z_a} z_a = \frac{S U_m}{R_i \div z_a} R_i z_a = S U_m z_{\text{вых}}.$$

Из полученного выражения следует, что выходное напряжение создается на параллельно включенных сопротивлениях  $R_i$  и  $z_a$  (на  $z_{\text{вых}}$ ) током  $S U_m$ . Это позволяет вместо эквивалентной схемы с генератором напряжения  $U = \mu U_m$  (рис. 3-5, б) составить схему с генератором тока  $I = S U_m$  (рис. 3-5, в). Все последующие рассуждения проводятся применительно к этой схеме.

Как и в некорректированном усилителе начальный ток заряда емкости  $C_0$  равен полному току генератора  $S U_m$ , так как в первый момент  $C_0$  представляет собой короткозамкнутый участок цепи. В конце заряда  $u_{C_0} = U_{м. \text{ вых}}$ . Поэтому начальная скорость заряда  $C_0$

$$v = \frac{U_{\text{м. вых}}}{\tau} = \frac{SU_{\text{м}} z_{\text{вых}}}{C_0 z_{\text{вых}}} = \frac{SU_{\text{м}}}{C_0},$$

т. е. не зависит от корректирующей индуктивности.

Но в усилителе без коррекции зарядный ток и скорость заряда  $C_0$  быстро спадают, в то время как в схеме с коррекцией индуктивность  $L$ , препятствуя нарастанию тока в ветви  $LR_a$ , способствует медленному убыванию скорости заряда. Это приводит к уменьшению времени заряда, следовательно, к уменьшению длительности фронта выходного импульса.

Чем больше  $L$ , тем больше проявляется этот эффект. Однако совершенно очевидно, что никаким увеличением  $L$  нельзя добиться начального тока заряда  $C_0$  большего  $SU_{\text{м}}$ , и начальной скорости, превышающей  $\frac{SU_{\text{м}}}{C_0}$ .

Если бы ток заряда оставался в течение всего времени неизменным, т. е. скорость заряда  $C_0$  сохранялась постоянной и равной начальной, то фронт нарастал бы линейно и его длительность (при идеальном входном импульсе) составила бы

$$t_{\text{н}} = t_{\text{ф}} = \frac{0,9 U_{\text{м. вых}} - 0,1 U_{\text{м. вых}}}{v} = \frac{0,8 U_{\text{м. вых}}}{\frac{SU_{\text{м}}}{C_0}} = 0,8 \tau,$$

что меньше длительности фронта в некорректированном усилителе ( $t_{\text{ф}} = 2,2 \tau$ ) в 2,75 раза. Эта величина является предельным выигрышем в уменьшении длительности фронта и в увеличении добротности  $\frac{K}{t_{\text{н}}}$  каскада с параллельной коррекцией. Однако такой выигрыш получить нельзя, потому что со временем все большая часть тока генератора ответвляется через ветвь  $LR_a$ , благодаря чему скорость заряда  $C_0$  уменьшается.

Чем больше  $L$ , т. е. чем выше добротность  $Q$  контура  $LC_0 R_a \left( Q = \frac{\sqrt{L}}{R_a C_0} \right)$ , тем больше уменьшается длительность фронта импульса.

На рис. 3-6 указанная зависимость представлена кривой, где  $\rho$  показывает, во сколько раз длительность фронта импульса в корректированном усилителе меньше длительности фронта в усилителе без коррекции. Для удобства расчетов по оси ординат отложена величина  $m = Q^2$ .

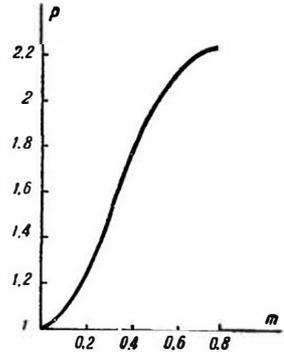


Рис. 3-6. Зависимость выигрыша при параллельной коррекции от добротности анодного контура

Часто приходится уменьшать  $L$ , с тем чтобы контур  $LC_0 R_a$  не обладал большой добротностью. В противном случае при поступлении каждого импульса в этом контуре будут ударно возбуждаться затухающие колебания. Накладываясь на выходной импульс, они создадут ряд выбросов (рис. 3-7), максимальным из которых будет первый. Поэтому обычно величину  $L$  выбирают такой, чтобы добротность контура не превышала 0,8—0,9. В результате практическое увеличение добротности усилителя не превосходит в большинстве случаев 1,5—1,7.

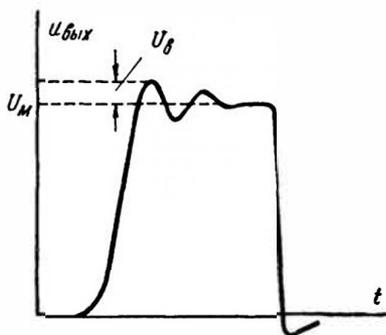


Рис. 3-7. Форма выходного импульса при большой добротности анодного контура

Относительную величину выброса, если она не больше 10%, находят по формуле

$$\delta_{\text{в}} = \frac{U_{\text{в}}}{U_M} = (m - 0,25)^2. \quad (3-14)$$

При  $Q \leq 0,5$  ( $m \leq 0,25$ ) выброс вообще отсутствует, так как контур  $LC_0 R_a$  является аperiодическим.

Обычно выброс величиной  $\delta_{\text{в}} = 1\%$  считается допустимым.

Из формулы (3-14) по заданной величине  $\delta_{\text{в}}$  определяют  $m$  ( $Q$ )<sup>2</sup>,

а затем находят  $L$ , имея в виду, что  $Q = \frac{\sqrt{L}}{R_a C_0}$ :

$$L = Q^2 C_0 R_a^2 = m C_0 R_a^2. \quad (3-15)$$

Выигрыш, получаемый за счет коррекции, реализуется различно. Так, увеличение добротности каскада может целиком пойти на уменьшение длительности фронта импульса в  $p$  раз.

Если длительность фронта в некорректированном усилителе не превышает допустимой, то, дополняя схему корректирующим элементом, уменьшают ее в  $p$  раз. Если во столько же раз увеличить сопротивление анодной нагрузки  $R_a$ , то длительность фронта останется такой же, как до коррекции, а коэффициент усиления каскада в  $p$  раз возрастает. Наконец, за счет увеличения добротности можно частично повышать коэффициент усиления, а частично уменьшать длительность фронта импульса.

Схема с *последовательной* коррекцией, изображенная на рис. 3-8, а, дает большее увеличение добротности каскада, чем схема с *параллельной* коррекцией.

В этой схеме индуктивность  $L$  разделяет емкость  $C_0$  на  $C_1$ , состоящую из выходной емкости лампы  $L_1$  и части емкости монтажа, и  $C_2$ , состоящую из входной емкости лампы  $L_2$  и другой части ем-

кости монтажа. С емкостью  $C_2$  индуктивность  $L$  соединена последовательно, чем объясняется название схемы.

При поступлении на сетку каскада входного импульса начинается заряд емкости  $C_1$ . Заряду емкости  $C_2$  препятствует в первый момент индуктивность  $L$ . Так как  $C_1 < C_0$ , то заряд ее и рост напряжения на анодной нагрузке происходят с большей скоростью. Затем наступает колебательный заряд емкости  $C_2$  через индуктивность  $L$  и в последовательном контуре  $LC_2$  возникает резонанс напряжений,

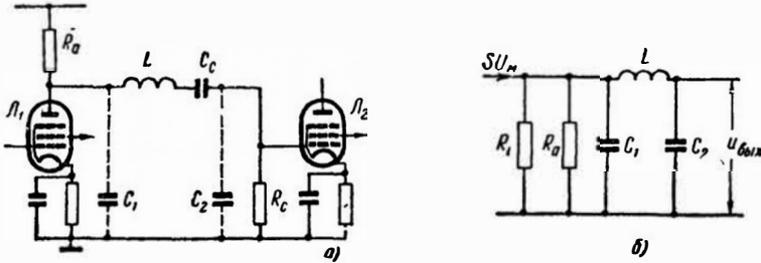


Рис. 3-8. Каскад с последовательной коррекцией:  
а — принципиальная схема; б — эквивалентная схема для верхних частот

при котором напряжение на  $C_2$  (на выходе схемы) превышает напряжение на входе контура (на емкости  $C_1$ ). Это позволяет скомпенсировать замедление роста напряжения на емкости  $C_2$ .

Схема с последовательной коррекцией дает возможность увеличить добротность каскада почти в 1,5 раза по сравнению со схемой, имеющей параллельную коррекцию.

Наряду с этим зависимость получаемого эффекта от отношения  $\frac{C_1}{C_2}$ , которое может меняться при смене ламп и их старении, сильно затрудняет сложную регулировку схемы. По этой причине она применяется реже, чем схема с параллельной коррекцией.

Для коррекции формы импульса в усилителях широко используется *отрицательная обратная связь*. Из большого многообразия схем коррекции, использующих обратную связь, ниже будет рассмотрена схема с обратной связью по току — с *катодной коррекцией* (рис. 3-9).

Во избежание искажения плоской вершины импульса большой длительности конденсатор  $C_k$  должен иметь весьма значительную емкость. Поэтому в ряде случаев сопротивление  $R_k$  предпочитают не шунтировать конденсатором, что приводит к уменьшению коэффициента усиления и добротности каскада в  $1 + SR_k$  раз. Действительно, за счет появляющейся обратной связи напряжение между сеткой и катодом лампы

$$U_{ск} = U_{вх} - I_a R_k, \quad I_a = S_{дин} U_{ск} \approx S U_{ск} = S (U_{вх} - I_a R_k),$$

откуда

$$I_{a.o.c} = \frac{SU_{вх}}{1 + SR_K};$$

$$K_{o.c} = \frac{U_{вых}}{U_{вх}} = \frac{I_a R_a}{U_{вх}} = \frac{SR_a}{1 + SR_K}$$

и

$$D_{o.c} = \frac{K}{t_H} = \frac{SR_a}{2,2 C_0 (1 + SR_K) R_a} = \frac{S}{2,2 C_0 (1 + SR_K)}.$$

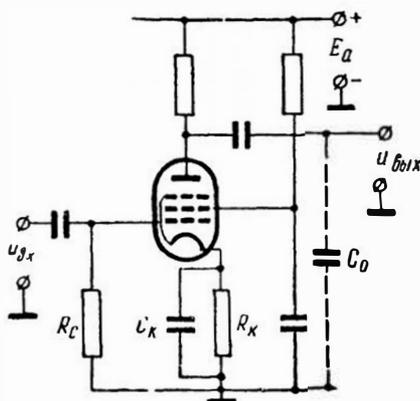


Рис. 3-9. Каскад с катодной коррекцией

Для того чтобы добротность каскада не уменьшалась, в цепь катода включают небольшую емкость  $C_K$ , величина которой удовлетворяет равенство

$$C_K \frac{R_K}{1 + SR_K} = C_0 R_a. \quad (3-16)$$

За небольшое время действия фронта входного импульса  $t_{ф.вх}$  напряжение на этой емкости не успевает измениться, т. е. отрицательная обратная связь отсутствует — между сеткой и катодом действует все напряжение  $U_{вх}$ , анодный ток получает значительное приращение и емкость  $C_0$  начинает заряжаться током  $I_a = SU_{вх}$  (как при большом  $C_K$ ).

Однако за время формирования фронта выходного импульса ( $t_{ф.вых} > t_{ф.вх}$ ) емкость  $C_K$  успевает зарядиться,  $U_{сК}$  уменьшается и выходное напряжение нарастает только до

$$U_{вых.o.c.} = I_a R_a = \frac{U_{вх} SR_a}{1 + SR_K}.$$

Поэтому длительность фронта выходного импульса  $t_{ф.вых}$  оказывается в  $1 + SR_K$  раз меньше, чем при большом  $C_K$ .

Так как усиление и время нарастания импульса уменьшаются в одинаковое число раз, то каскад с малым  $C_K$  имеет такую же добротность, как при большом  $C_K$  (в тысячи раз большем). Вместе с тем на завал плоской вершины малая емкость  $C_K$  не влияет, так как заряд ее успевает завершиться за время формирования фронта выходного импульса.

Совершенно ясно, что уменьшения длительности фронта можно было бы достичь, уменьшая  $R_a$ . Но это не исключило бы искажения плоской вершины импульса за счет наличия конденсатора  $C_K$ .

или привело бы к необходимости иметь емкость этого конденсатора весьма большой.

Если выбрать  $C_k \frac{R_k}{1 + SR_k} > C_0 R_a$ , то емкость  $C_0$  будет заряжаться большим током в течение большего времени и напряжение на ней ( $u_{\text{вых}}$ ) скорее приблизится к напряжению в установившемся режиме. За счет этого можно получить некоторое увеличение добротности каскада. Однако в данном случае  $u_{\text{вых}}$ , стремясь вначале к величине  $u_{\text{вых}} = Su_{\text{вх}} R_a$ , превысит напряжение в установившемся режиме  $U_{\text{вых}} = \frac{Su_{\text{вх}} R_a}{1 + SR_k}$  и напряжение на выходе каскада будет иметь выброс, который отсутствует при выполнении условия (3-16).

### Коррекция плоской вершины импульса

Для уменьшения завала плоской вершины импульса применяют анодный корректирующий фильтр  $C_\phi - R_\phi$  (рис. 3-10).

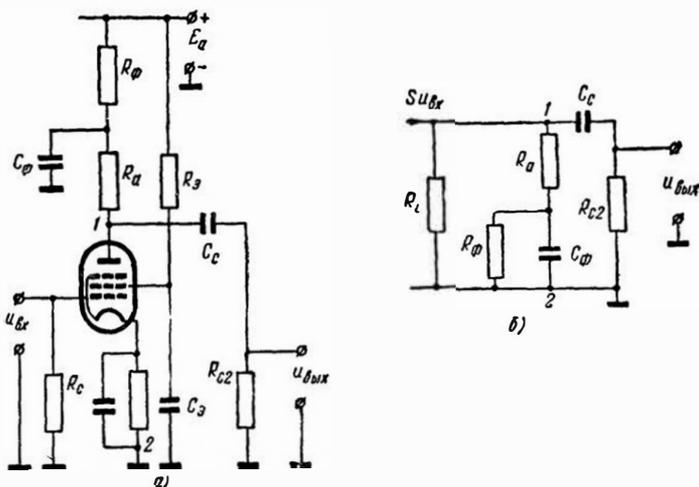


Рис. 3-10. Каскад с коррекцией плоской вершины импульса: а — принципиальная схема; б — эквивалентная схема для нижних частот

Во время действия на аноде лампы плоской вершины импульса конденсатор  $C_\phi$  заряжается частью тока  $Su_{\text{вх}}$  и напряжение между точками 1—2 возрастает. Вместе с этим за счет заряда конденсатора  $C_c$  напряжение на выходе каскада имеет тенденцию уменьшаться. Если после начального скачка потенциал анода (напряжение

между точками 1—2) возрастает линейно с постоянной скоростью, равной начальной скорости заряда конденсатора  $C_c$  в отсутствие коррекций, то напряжение на выходе останется неизменным — плоская вершина передается без искажений.

Увеличение потенциала анода при наличии фильтра  $C_\phi - R_\phi$  происходит экспоненциально, т. е. с *убывающей* скоростью. За счет этого полная коррекция получается лишь на начальном участке экспоненты, который в первом приближении считается линейным. Чем длиннее импульс, тем больше за время его действия уменьшится скорость экспоненциального изменения и тем больше окажется завал плоской вершины.

Перейдем к количественной оценке этого вида коррекции.

Начальная скорость изменения экспоненты

$$v = \frac{U_M}{\tau_c},$$

где  $U_M$  — начальный скачок напряжения на аноде;

$$\tau_c = C_c R_{c2}.$$

Так как заряд и разряд конденсаторов  $C_\phi$  и  $C_c$  происходят под действием одного и того же скачка напряжения, то скорости их одинаковы при равенстве постоянных времени  $\tau_\phi$  и  $\tau_c$ .

Если считать сопротивление  $R_\phi$  весьма большим, то  $\tau_\phi = C_\phi R_a$ . Тогда условие  $\tau_\phi = \tau_c$  запишется в виде

$$C_\phi R_a = C_c R_{c2}. \quad (3-17)$$

В соответствии с этим равенством выбирается емкость конденсатора  $C_\phi$ .

Отсутствие полной коррекции в течение всего времени действия импульса приводит к тому, что и в скорректированном каскаде происходит спад вершины. Относительная величина этого спада при длительности импульса  $t_n$  определится по формуле

$$\lambda = \frac{\Delta U_{\text{вых}}}{U_{\text{вых}}} \leq \frac{t_n^2}{2\tau_c^2} \cdot \frac{R_a}{R_\phi}. \quad (3-18)$$

Из этого выражения следует, что и при наличии корректирующего фильтра величину  $\tau_c = C_c R_{c2}$  желательно иметь большой.

Чем больше отношение  $\frac{R_\phi}{R_a}$ , тем меньше спад плоской вершины. Однако увеличение  $R_\phi$  приводит к необходимости повышать напряжение источника питания  $E_a$ . Условием коррекции вершины импульса при искажении ее цепочкой автоматического смещения  $C_k R_k$  и цепью питания экранирующей сетки  $C_s R_s$  соответствуют равенства:

$$R_a C_\phi = \frac{C_k}{S} \quad \text{и} \quad R_a C_\phi = R_{i3} C_s.$$

При действии всех трех искажающих факторов условие коррекции выражается равенством:

$$R_a C_\phi = \tau_\varepsilon, \quad (3-19)$$

где

$$\frac{1}{\tau_\varepsilon} = \frac{1}{R_c C_c} + \frac{1}{R_{\varepsilon 3} C_\varepsilon} + \frac{S}{C_k},$$

а относительный спад вершины

$$\lambda \ll \frac{t_n^2}{2\tau_\varepsilon^2} \cdot \frac{R}{R_\phi} a. \quad (3-20)$$

Наиболее часто коррекция применяется не для полной компенсации искажений, а в случае, когда из расчета некорректированного усилителя следует, что в отсутствие коррекции для обеспечения спада, не превышающего заданный, требуются слишком большие емкости.

При использовании коррекции результирующий спад

$$\lambda_{\text{рез}} = \lambda - \lambda_\phi \ll \lambda_{\text{доп}},$$

где  $\lambda$  — спад вершины импульса, обусловленный цепями каскада;

$\lambda_\phi$  — подъем ее за счет низкочастотного фильтра.

Отсюда

$$\lambda \ll \lambda_{\text{доп}} + \lambda_\phi,$$

т. е. емкости  $C_c$ ,  $C_k$  и  $C_\varepsilon$  рассчитывают исходя из спада  $\lambda$ , превышающего заданный ( $\lambda_{\text{доп}}$ ); при этом величины их уменьшаются, а результирующие искажения не превосходят допустимых.

В выходных каскадах, работающих с большими токами, применение фильтра нецелесообразно, так как значительное падение напряжения на  $R_\phi$  заставляет сильно повышать напряжение источника.

Если длительность импульса  $t_n \ll 0,2C_\phi R_\phi$ , то подъем плоской вершины, обусловленный действием фильтра, во время действия импульса считается линейным до значений  $\lambda_\phi \ll 20\%$ :

$$\lambda_\phi = \frac{t_n}{C_\phi R_a}.$$

Отсюда, задавшись величиной подъема  $\lambda_\phi$ , определяют  $C_\phi$ :

$$C_\phi = \frac{t_n}{\lambda_\phi R_a}. \quad (3-21)$$

Сопротивление  $R_\phi$  фильтра выбирается с таким расчетом, чтобы напряжение на лампе не оказалось меньше минимально допустимого:

$$E_a - I_{a0}(R_a + R_\phi) - U_{c0} \leq U_{a \text{ min}},$$

откуда

$$R_{\phi} \leq \frac{E_a - U_{a \min} - U_{c0}}{I_{a0}} - R_a.$$

Напряжение  $U_{a \min}$  оценивается по анодным характеристикам лампы. Подставляя в неравенство  $t_n \leq 0,2 C_{\phi} R_{\phi}$  значение  $C_{\phi}$  из выражения (3-21), получим

$$R_{\phi} \geq 5\lambda_{\phi} R_a.$$

Выбранная величина  $R_{\phi}$  должна удовлетворять этому условию.

### Многокаскадные усилители

Если один каскад не обеспечивает требуемого усиления, то используют многокаскадный усилитель, общий коэффициент усиления которого

$$K_{\text{общ}} = K_1 K_2 K_3 \dots,$$

где  $K_1, K_2, \dots$  — коэффициент усиления первого, второго и т. д. каскадов.

Установлено, что время нарастания импульса, добавляемое  $n$  каскадным усилителем,

$$t_{n. \text{общ}} = \sqrt{t_{n1}^2 + t_{n2}^2 + \dots + t_{nn}^2}, \quad (3-22)$$

где  $t_{nn}$  — время нарастания импульса, добавляемое  $n$ -м каскадом.

Это выражение справедливо, если выброс  $\delta_b$  в каждом каскаде не превышает 4%.

Если считать, что на вход усилителя поступает прямоугольный импульс идеальной формы, то  $t_{n. \text{общ}}$  представляет собой длительность фронта выходного импульса:

$$\begin{aligned} t_{n. \text{общ}} &= t_{\phi. \text{общ}} = \sqrt{t_{n1}^2 + t_{n2}^2 + \dots + t_{nn}^2} = \\ &= 2,2 \sqrt{\tau_{b1}^2 + \tau_{b2}^2 + \dots + \tau_{bn}^2}. \end{aligned} \quad (3-23)$$

Добротность всего усилителя

$$D = \frac{K_{\text{общ}}}{t_{n. \text{общ}}} = \frac{K_1 K_2 \dots K_n}{\sqrt{t_{n1}^2 + t_{n2}^2 + \dots + t_{nn}^2}}. \quad (3-24)$$

Одна из основных задач проектирования усилителя заключается в получении максимальной добротности.

Если усилитель собран на одинаковых лампах, то

$$K_1 = SR_{a1} = SR_{a1} \frac{C_0}{C_0} = \frac{S}{C_0} \tau_b;$$

$$K_2 = SR_{a2} = \frac{S}{C_0} \tau_{b2} \text{ и т. д.};$$

$$K_{\text{общ}} = K_1 K_2 \dots K_n = \left(\frac{S}{C_0}\right)^n \tau_{b1} \tau_{b2} \dots \tau_{bn}.$$

Наряду с этим из выражения (3-23)

$$t_{н.общ}^2 = 2,2^2 (\tau_{в1}^2 + \tau_{в2}^2 + \dots + \tau_{вn}^2).$$

В большинстве случаев  $K_{общ}$  является заданным, поэтому после выбора ламп произведение  $\tau_{в1} \tau_{в2} \tau_{в3} \dots$  — величина определенная.

Если произведение некоторых величин  $(\tau_{в1} \tau_{в2} \dots \tau_{вn})$  задано, то сумма квадратов этих величин  $(\tau_{в1}^2 + \tau_{в2}^2 + \dots + \tau_{вn}^2)$  будет минимальной при их равенстве — при  $\tau_{в1} = \tau_{в2} = \dots = \tau_{вn}$ .

Таким образом, искажение фронта импульса на выходе многокаскадного усилителя будет наименьшим, когда время нарастания, добавляемое каждым его каскадом, одинаково, т. е. при

$$t_{н1} = t_{н2} = \dots = t_{нn}. \quad (3-25)$$

В соответствии с этим, учитывая выражение (3-22), время нарастания импульса, добавляемое каждым каскадом, целесообразно выбирать из условия:

$$t_n = \frac{t_{н.общ}}{\sqrt{n}}. \quad (3-26)$$

Следует иметь в виду, что точное выполнение условия (3-25) не является обязательным. Разница во времени нарастания, добавляемом каскадами, может составлять 20%. При этом коэффициент усиления по сравнению с оптимальным случаем уменьшится весьма незначительно.

Чем больше величина  $t_{н.общ}$ , заданная на весь усилитель, тем больше допустимое значение  $t_n$  на каждый каскад и, следовательно, тем больший коэффициент усиления обеспечивает каждый каскад и усилитель в целом.

Реальный входной импульс имеет фронты определенной длительности  $t_{ф.вх}$ . Для того чтобы обеспечить заданную длительность фронтов выходного импульса  $t_{ф.вых}$ , время нарастания, добавляемое усилителем, не должно превышать величины

$$t_{н.общ} = \sqrt{t_{ф.вых}^2 - t_{ф.вх}^2}. \quad (3-27)$$

Рассмотрим вопрос о суммировании выбросов в скорректированном усилителе, составленном из однотипных каскадов.

При выбросе в каскаде  $\delta_b < 1,15\%$  ( $m < 0,36$ ) результирующий выброс меньше этой величины;

при  $m = 0,36$  результирующий выброс не зависит от числа каскадов;

$$\text{при } 0,36 < m < 0,45 \quad \delta_{рез} \approx \sqrt{\delta_1^2 + \delta_2^2 + \dots}$$

Многокаскадный усилитель увеличивает по сравнению с однокаскадным искажение не только фронтов, но и плоской вершины импульса.

Если допустимый спад  $\lambda$ , заданный на весь усилитель, не превосходит 10%, то можно считать, что он равен сумме спадов:

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_n, \quad (3-28)$$

обусловленных действием отдельных каскадов.

В частном случае, когда усилитель состоит из одинаковых каскадов,

$$\lambda = n\lambda_n.$$

Если для уменьшения емкостей  $C_c$ ,  $C_k$  и  $C_s$  в усилителе применяется низкочастотная коррекция, то

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots (\lambda_{\phi 1} + \lambda_{\phi 2} + \dots),$$

где  $\lambda_1 + \lambda_2 + \dots$  — спад плоской вершины, обусловленный каскадами усилителя;

$\lambda_{\phi 1} + \lambda_{\phi 2} + \dots$  — подъем плоской вершины за счет анодных фильтров в этих каскадах.

Приведем последовательность расчета многокаскадного усилителя. Для расчета обычно задают амплитуду выходных импульсов  $U_{м. вых}$ , емкость нагрузки  $C_n$ , коэффициент усиления  $K$ , время нарастания, добавляемое усилителем  $t_n$ , и спад плоской вершины  $\lambda$ .

Расчет начинают с оконечного каскада. Вначале целесообразно ориентировочно задаться временем нарастания  $t_{н. ок}$  ( $t_{н. ок} < t_n$ ) и выходной емкостью лампы  $C_{вых. ок}$ . После этого определяют сопротивление анодной нагрузки и требуемый импульс тока

$$R_{а. ок} = \frac{t_{н. ок}}{2,2 C_{ок}}, \quad \Delta I_a = \frac{U_{м. вых}}{R_{а. ок}},$$

где

$$C_{ок} = C_n + C_m + C_{вых. ок}.$$

Затем выбирают лампу с достаточной площадью усиления так, чтобы она могла обеспечить импульс тока  $\Delta I_a$  без захода в область положительных сеточных потенциалов. После выбора лампы уточняют величину  $C_{вых. ок}$ , пересчитывают  $R_{а. ок}$  и  $\Delta I_a$  и проверяют соответствие выбранной лампы.

Построив динамическую анодно-сеточную характеристику, размещают на ней импульс тока  $\Delta I_a$  и в зависимости от полярности импульса на сетке лампы выбирают исходную рабочую точку ( $U_{с0}$ ,  $I_{а0}$ ), обеспечивая ее определенным сопротивлением в цепи катода  $R_k = \frac{U_{с0}}{I_{а0}}$ .

При положительных входных импульсах исходной рабочей точке на характеристике (рис. 3-11) соответствует напряжение  $U'_{с0}$ ,

а при входных импульсах отрицательной полярности — напряженье  $U_{co}$ .

При двуполярных входных импульсах исходная рабочая точка выбирается приблизительно в середине анодно-сеточной характеристики.

Коэффициент усиления выходного каскада  $K_{ок} = SR_{a.ок}$ . Каскады предварительного усиления целесообразно выполнять на лампах одного типа и с одинаковыми значениями времени нарастания, добавляемого каждым каскадом.

Коэффициент усиления и время нарастания фронта импульса: добавляемое предварительным усилителем, соответственно равны:

$$K_{пр} = \frac{K}{K_{ок}} \quad \text{и}$$

$$t_{н. пр} = \sqrt{t_{н}^2 - t_{н. ок}^2}$$

Ориентировочно задаются числом предварительных каскадов  $n$  и находят усиление, время нарастания и площадь усиления, соответствующие одному каскаду:

$$K' = \sqrt[n]{K_{пр}}, \quad t'_{н} = \frac{t_{н. пр}}{\sqrt[n]{n}},$$

$$\Pi = \frac{2,2 K'}{t'_{н}}$$

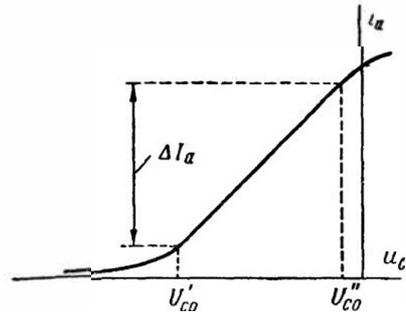


Рис. 3-11. К выбору исходной рабочей точки

Затем, пользуясь табл. 3-1, по найденному значению  $\Pi$  выбирают лампу. Если требуемое значение  $\Pi$  намного меньше площади усиления современных широкополосных ламп, то нужно уменьшить  $n$  и последующим расчетом  $\Pi$  и выбором лампы убедиться в правильности выбора  $n$ . Наоборот, если требуемая площадь усиления  $\Pi$  слишком велика, то задаются бóльшим  $n$ .

Нередко с целью экономии энергии источника питания исходную рабочую точку ( $U_{co}$ ,  $I_{a0}$ ), когда это возможно, выбирают ближе к нижнему сгибу анодно-сеточной характеристики. При этом действительная крутизна  $S$  может оказаться меньше табличной. Поэтому площадь усиления выбранной лампы должна превышать площадь усиления, требуемую от каскада. К этому приводит и то обстоятельство, что фактическая площадь усиления последнего предварительного каскада часто меньше, чем первых, так как он нагружается относительно большой входной емкостью оконечной лампы. Наряду с этим нельзя выбирать лампы и с большим запасом, так как это приводит к экономически неоправданному завышению показателей усилителя.

Если в результате расчета окажется, что  $t_{н. ок} < t'_{н}$ , то  $R_{a. ок}$  можно увеличить и попытаться применить лампу в выходном

каскаде, обеспечивающую меньший импульс тока  $\Delta I_a$ . Наоборот, если  $t_{н.ок} > t'_н$ , то  $R_{а.ок}$  следует уменьшить и выбрать лампу с бóльшим током.

Если  $t_{н.ок}$  и  $t'_н$  отличаются не более чем на 20—25%, то выходная лампа выбрана правильно.

Расчет каждого каскада (определение  $R_a$ , выбор и обеспечение режима и т. д.) не представляет труда.

Спад плоской вершины импульса  $\lambda$ , заданный на весь усилитель, обычно распределяют между каскадами поровну, имея в виду, что при  $\lambda \leq 10\%$  результирующий спад равен сумме спадов в каждом каскаде.

После этого производят распределение спада между цепями внутри каскада и находят емкости конденсаторов  $C_c$ ,  $C_k$  и  $C_s$ .

Применение высокочастотной коррекции увеличивает добротность каскадов, что приводит к уменьшению их числа, использованию более дешевых и экономичных ламп и т. д. Чем больше добротность каждого каскада, тем значительнее в числовом выражении выигрыш  $pД$ , который дает коррекция, и тем вероятнее при этом снижение необходимого количества каскадов.

Вопрос о целесообразности высокочастотной коррекции решается при всестороннем сравнении скорректированного и некорректированного усилителей.

Для такого анализа производят расчет усилителя с коррекцией. Прежде всего распределяют заданный выброс  $\delta_{рез}$  между каскадами в соответствии с приведенными выше соображениями о суммировании выбросов в многокаскадном усилителе. После этого по формуле (3-14) находят коэффициент коррекции  $m$  и по кривой (рис. 3-6) определяют выигрыш  $p$ , который она обеспечивает. В это число раз уменьшается по сравнению с некорректированным усилителем требуемая от каждого каскада площадь усиления, что позволяет снизить число каскадов, перейти на менее дорогие лампы и т. д.

Нередко отдельные этапы расчета, а порой и весь расчет приходится проделывать несколько раз, добиваясь оптимального решения (наименьшего числа каскадов, применения малогабаритных и недорогих ламп, меньшего потребления энергии и т. д.).

### § 3-3. КАТОДНЫЙ ПОВТОРИТЕЛЬ

К а т о д н ы м п о в т о р и т е л е м называют каскад, нагрузка которого сосредоточена в цепи катода (рис. 3-12). Через конденсатор фильтра  $C_\phi$  источника питания анод лампы по переменной составляющей соединен с корпусом (землей), следовательно, анод является точкой, общей для входных и выходных зажимов. Поэтому катодный повторитель иногда называют каскадом с о б щ и м (с заземленным) а н о д о м.

Напомним, что каскад с анодной нагрузкой по аналогичным соображениям называют каскадом с общим катодом.

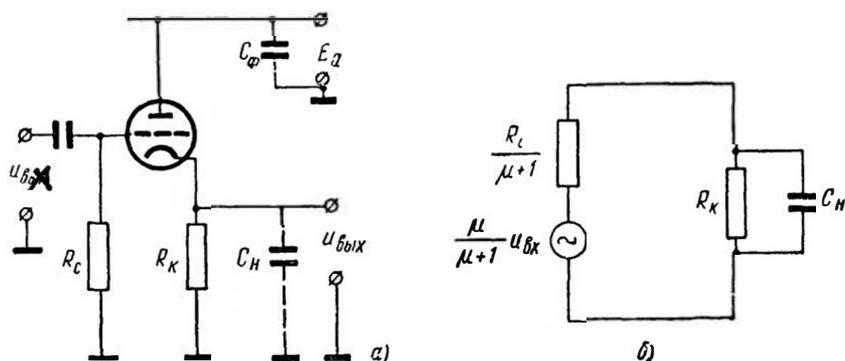


Рис. 3-12. Катодный повторитель:  
а — принципиальная схема, б — эквивалентная схема

Благодаря ряду исключительно ценных свойств катодный повторитель нашел широкое применение в самых разнообразных схемах.

### Катодный повторитель в режиме синусоидальных колебаний

Для выяснения общих свойств катодного повторителя рассмотрим его работу в режиме, когда на вход каскада подается синусоидальное напряжение. При этом будем вначале считать, что емкость нагрузки и монтажа  $C_H = 0$ .

При действии положительной полуволны  $u_{вх}$  анодный ток лампы  $i_a$  и падение напряжения на сопротивлении  $R_k$  возрастают — потенциал катода (выходное напряжение) увеличивается.

При действии отрицательной полуволны  $u_{вх}$  ток  $i_a$  и напряжение  $u_{вых}$  уменьшаются. Совершенно очевидно, что абсолютное значение потенциала катода относительно корпуса не может быть отрицательным. Минимальное значение его равно нулю.

В предположении  $C_H = 0$  нагрузка каскада является чисто активной, благодаря чему выходное и входное напряжения совпадают по фазе. Поэтому напряжение  $U_{ск}$  между сеткой и катодом лампы, управляющее анодным током, оказывается равным  $U_{ск} = U_{вх} - U_{вых}$ .

Таким образом, на вход каскада с выхода его целиком действует напряжение  $U_{вых}$ , уменьшающее действие  $U_{вх}$ , т. е. катодный повторитель является каскадом со стопроцентной отрицательной обратной связью.

Выясним основные свойства катодного повторителя.

1. Величина  $U_{вых}$  всегда меньше величины  $U_{вх}$  и не может быть даже равна ему, так как при этом напряжение  $U_{ск} = U_{вх} - U_{вых}$

обратилось бы в нуль, и изменение анодного тока прекратилось. Поэтому катодный повторитель имеет смысл характеризовать не коэффициентом усиления, а коэффициентом передачи напряжения, понимая под этим

$$K = \frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{вх}}} < 1.$$

Переменная составляющая анодного тока

$$I_a = S_{\text{дин}} U_{\text{ск}} = S_{\text{дин}} (U_{\text{вх}} - U_{\text{вых}}),$$

где крутизна анодно-сеточной характеристики лампы  $S_{\text{дин}}$  выражается, как известно, через статическую крутизну  $S$ :

$$S_{\text{дин}} = \frac{SR_i}{R_i + R_k} = \frac{\mu}{R_i + R_k}.$$

С учетом этого

$$I_a = \frac{\mu}{(R_i + R_k)} (U_{\text{вх}} - U_{\text{вых}}) = \frac{\mu}{R_i + R_k} (U_{\text{вх}} - I_a R_k).$$

Отсюда

$$I_a = \frac{\mu U_{\text{вх}}}{(R_i + R_k) \left(1 + \frac{\mu R_k}{R_i + R_k}\right)} = \frac{\mu U_{\text{вх}}}{R_i + R_k + \mu R_k} = \frac{\mu U_{\text{вх}}}{R_i + R_k (\mu + 1)}.$$

Разделив числитель и знаменатель этого выражения на  $(\mu + 1)$ , окончательно получим

$$I_a = \frac{\frac{\mu}{\mu + 1} U_{\text{вх}}}{\frac{R_i}{\mu + 1} + R_k} = \frac{\mu' U_{\text{вх}}}{R_i' + R_k}, \quad (3-29)$$

где  $\mu' = \frac{\mu}{\mu + 1}$  и  $R_i' = \frac{R_i}{\mu + 1}$  — соответственно коэффициент усиления и внутреннее сопротивление лампы, работающей в катодном повторителе.

В соответствии с выражением (3-29) на рис. 3-12, б изображена эквивалентная схема катодного повторителя.

Так как в большинстве случаев  $\mu \gg 1$ , то  $\mu' \approx 1$  и

$$R_i' = \frac{R_i}{\mu + 1} \approx \frac{R_i}{\mu} = \frac{1}{S}.$$

Используя выражение (3-29), определим коэффициент передачи каскада:

$$K = \frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{вх}}} = \frac{I_a R_k}{U_{\text{вх}}} = \frac{\mu' R_k}{R_i' + R_k} \approx \frac{R_k}{\frac{1}{S} + R_k} = \frac{SR_k}{1 + SR_k}. \quad (3-30)$$

Для того чтобы коэффициент передачи был возможно ближе к единице, должно выполняться неравенство  $SR_k \gg 1$ . Это приводит к необходимости выбирать лампу с большой крутизной. Увеличе-

ние  $R_k$  вызывает рост коэффициента передачи, который однако постепенно замедляется, по мере того как возрастает отношение  $\frac{R_k}{R_l}$ .

Синфазность и близость напряжений  $U_{\text{вых}}$  и  $U_{\text{вх}}$  обусловили название каскада.

Из выражения (3-30) определяют требуемые величины  $R_k$  и  $S$  для получения заданного значения  $K$ .

Малый коэффициент передачи является недостатком катодного повторителя. Вместе с этим нужно обязательно иметь в виду следующее обстоятельство: при равенстве напряжений *между сеткой и катодом* в катодном повторителе и в каскаде с анодной нагрузкой токи, протекающие через одинаковые нагрузки, и напряжения на них будут в обоих случаях одинаковы. Однако при этом на вход каскада с анодной нагрузкой подается напряжение  $U_{\text{вх}} = U_{\text{ск}}$ , а на вход катодного повторителя — значительно большее. Действительно, для катодного повторителя

$$U_{\text{вх}} = U_{\text{вых}} + U_{\text{ск}} = KU_{\text{вх}} + U_{\text{ск}},$$

откуда

$$U_{\text{вх}} = \frac{U_{\text{ск}}}{1-K}.$$

Так, например, при  $K = 0,9$

$$U_{\text{вх}} = \frac{U_{\text{ск}}}{1-0,9} = 10 U_{\text{ск}}.$$

2. Выше было показано, что внутреннее сопротивление лампы, работающей в катодном повторителе, имеет весьма небольшую величину:

$$R_i = \frac{R_l}{\mu + 1} \approx \frac{1}{S}. \quad (3-31)$$

Так, для пентода 6Ж4 ( $R_l = 1 \text{ Мом}$ ,  $S = 9 \text{ ма/в}$ )  $R_i \approx \frac{1}{9} = 111 \text{ ом}$ , что во много раз меньше  $R_l$  лампы в каскаде с анодной нагрузкой. Выясним причину этого.

Как известно, внутреннее сопротивление лампы оценивается отношением  $\frac{\Delta u_a}{\Delta i_a}$ , где  $\Delta i_a$  — изменение анодного тока только за счет изменения напряжения на лампе  $\Delta u_a$ . В каскаде с анодной нагрузкой так же, как и в катодном повторителе,  $\Delta u_a$  обусловлено изменением напряжения на нагрузке  $\Delta u_R$ . Но в катодном повторителе  $\Delta u_R$  вызовет равные по величине и по знаку изменения напряжений как на лампе, так и на промежутке сетка — катод:  $\Delta u_a = -\Delta u_R = \Delta u_{\text{ск}}$ , которые согласно действуют на анодный ток. Так как  $\Delta u_{\text{ск}}$  влияет на  $i_a$  в  $\mu$  раз сильнее, чем  $\Delta u_a$ , то анодный ток изменится под влиянием напряжений

$$\Delta u_a + \Delta u_{\text{ск}} = \Delta u_a + \mu \Delta u_a = \Delta u_a (\mu + 1).$$

В результате при одинаковых  $\Delta u_a$  изменение тока в катодном повторителе в  $\mu + 1$  раз больше, чем в схеме с анодной нагрузкой, т. е.  $R_i$  лампы во столько же раз уменьшается.

Небольшое внутреннее сопротивление лампы в схеме является важнейшим достоинством катодного повторителя и не раз будет отмечено ниже.

3. Пользуясь эквивалентной схемой (рис. 3-12, б), найдем выходное сопротивление катодного повторителя — сопротивление переменному току, измеренное со стороны выхода при э. д. с. генератора на входе, равной нулю:

$$R_{\text{вых}} = \frac{R_k \frac{R_i}{\mu + 1}}{R_k + \frac{R_i}{\mu + 1}} \approx \frac{R_k \frac{1}{S}}{R_k + \frac{1}{S}} = \frac{R_k}{1 + SR_k}. \quad (3-32)$$

По сравнению с каскадом, имеющим такую же нагрузку в цепи анода ( $R_a = R_k$ ), выходное сопротивление катодного повторителя практически оказывается в  $1 + SR_k$  раз меньше.

Обычно

$$SR_k \gg 1 \quad \left( R_k \gg \frac{1}{S} \right).$$

При этом в соответствии с выражением (3-32)

$$R_{\text{вых}} \approx \frac{1}{S}.$$

Это позволяет увеличить  $R_k$  с целью повышения коэффициента передачи без риска получить большое  $R_{\text{вых}}$ .

В каскаде с анодной нагрузкой увеличение  $R_a$  с аналогичной целью приводит к увеличению  $R_{\text{вых}}$ .

Ниже будет показано преимущество малой величины выходного сопротивления катодного повторителя.

4. Весьма важным параметром является входное сопротивление каскада  $z_{\text{вх}}$ . Как известно,  $z_{\text{вх}}$  по переменному току включено параллельно анодной нагрузке предыдущего каскада. При малом  $z_{\text{вх}}$  полное сопротивление нагрузки предыдущего каскада и коэффициент усиления его оказываются небольшими.

В отношении входного сопротивления катодный повторитель имеет неоспоримое преимущество.

Рассмотрим *емкостную составляющую*  $z_{\text{вх}}$ . Входной емкостный ток  $I_C$  разветвляется. Часть его ( $I_C'$ ) проходит через проходную емкость лампы  $C_{\text{ас}}$ , анодную цепь и корпус прибора. Другая часть ( $I_C''$ ) проходит через входную емкость лампы  $C_{\text{ск}}$ , катодную цепь и корпус.

Так как анод по переменной составляющей соединен с корпусом, то емкость  $C_{\text{ас}}$  находится под напряжением  $U_{\text{вх}}$  и ток

$$I'_C = \frac{U_{вх}}{x_{C_{ac}}} = U_{вх} \omega C_{ac}.$$

Емкость  $C_{ск}$  находится под напряжением  $U_{ск} = U_{вх} - KU_{вх} = U_{вх}(1 - K)$ , которое меньше  $U_{вх}$  в  $\frac{1}{1 - K}$  раз, и ток

$$I''_C = \frac{U_{ск}}{x_{C_{ск}}} = U_{вх}(1 - K) \omega C_{ск}.$$

Располагая полученными выражениями  $I'_C$  и  $I''_C$ , запишем полный емкостный ток

$$I_{C_{вх}} = I'_C + I''_C = U_{вх} \omega [C_{ac} + C_{ск}(1 - K)],$$

входное емкостное сопротивление каскада в динамическом режиме

$$x_{C_{вх}} = \frac{1}{\omega C_{вх. дин}} = \frac{U_{вх}}{I_{C_{вх}}} = \frac{1}{\omega [C_{ac} + C_{ск}(1 - K)]}$$

и входную динамическую емкость

$$C_{вх. дин} = C_{ac} + C_{ск}(1 - K). \quad (3-33)$$

Чем больше коэффициент передачи приближается к единице, тем меньше напряжение, под которым работает емкость  $C_{ск}$ , и тем меньше влияние ее на  $C_{вх. дин}$ .

Напомним, что в каскаде с анодной нагрузкой

$$C_{вх. дин} = C_{ск} + C_{ac}(1 + K),$$

что значительно превышает аналогичную емкость в катодном повторителе. Так для каскада на лампе 6Н1П ( $C_{ac} = 2,2$  пф,  $C_{ск} = 3,1$  пф) с нагрузкой в цепи анода при коэффициенте усиления  $K = 25$

$$C_{вх. дин} = 3,1 + 2,2(25 + 1) = 60,3 \text{ пф.}$$

Для катодного повторителя, собранного на той же лампе, при  $K = 0,9$

$$C_{вх. дин} = 2,2 + 3,1(1 - 0,9) = 2,5 \text{ пф.}$$

В катодном повторителе, собранном на пентоде,  $C_{вх. дин}$  зависит от способа включения конденсатора  $C_3$ . В схеме, изображенной на рис. 3-13, а, экранирующая сетка через конденсатор  $C_3$  большой емкости соединена с корпусом и емкость между управляющей и экранирующей сетками  $C_{сэ}$  находится под напряжением  $u_{вх}$ . Поэтому  $C_{вх. дин} = C_{ск}(1 - K) + C_{сэ} + C_{ac}$ .

Учитывая, что проходная емкость  $C_{ac}$  в пентоде весьма мала, можно последнее выражение записать в виде

$$C_{вх. дин} = C_{ск}(1 - K) + C_{сэ}.$$

В рассмотренной схеме экранирующая сетка (по переменной составляющей) соединена через конденсатор  $C_3$  и корпус с анодом — лампа работает в триодном включении.

В каскаде, изображенном на рис. 3-13, б, экранирующая сетка через конденсатор  $C_3$  соединена с катодом. Поэтому напряжение на емкости  $C_3$  равно  $U_{вх} - U_{вых}$  так, что

$$C_{вх. дин} = (C_{ск} + C_{с3}) (1 - K).$$

Активная составляющая  $z_{вх}$  может быть сделана в катодном повторителе во много раз большей, чем в каскаде с анодной нагрузкой.

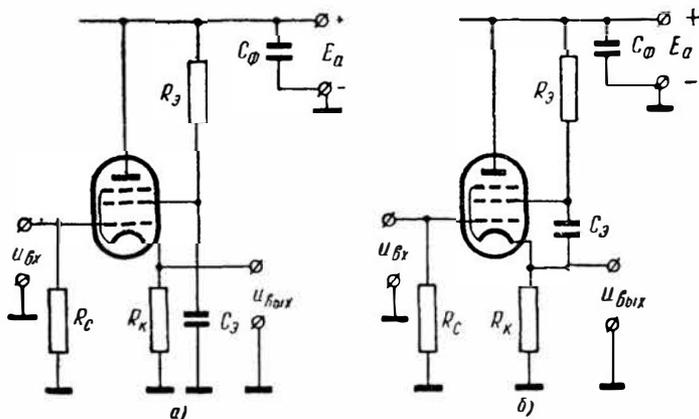


Рис. 3-13. Катодный повторитель на пентоде

В схеме на рис. 3-12 так же, как и в каскаде с анодной нагрузкой, до весьма высоких частот  $R_{вх} = R_c$ .

На рис. 3-14, а изображена схема, входное сопротивление которой  $R_{вх} > R_c$ . Действительно, к  $R_c$  приложено переменное напряжение  $U_{вх} - U_{R2}$ , благодаря чему ток через  $R_c$  уменьшается. При неизменном напряжении  $U_{вх}$  уменьшение тока воспринимается как увеличение входного сопротивления. Величина его определяется следующим образом:

$$U_{Rc} = U_{вх} - U_{R2} = U_{вх} - KU_{вх} \frac{R_2}{R_1 + R_2} = U_{вх} \frac{R_1 + R_2(1 - K)}{R_1 + R_2}.$$

Входной ток, протекающий через  $R_c$ ,

$$I_{вх} = \frac{U_{Rc}}{R_c} = U_{вх} \frac{R_1 + R_2(1 - K)}{(R_1 + R_2) R_c},$$

откуда активное входное сопротивление

$$R_{вх} = \frac{U_{вх}}{I_{вх}} = \frac{R_1 + R_2}{R_1 + R_2(1 - K)} R_c.$$

Так как  $R_1 + R_2 > R_1 + R_2(1 - K)$ , то  $R_{вх}$  действительно больше  $R_c$ .

В схеме на рис. 3-14, б к сопротивлению  $R_c$  приложено напряжение  $U_{вх} - U_{вых} = U_{вх} - KU_{вх} = U_{вх}(1 - K)$ . В результате по сравнению со схемой, изображенной на рис. 3-12, при одинаковых величинах  $U_{вх}$  ток через  $R_c$  уменьшается в  $\frac{1}{1-K}$  раз, а  $R_{вх}$  во столько же раз увеличивается:

$$R_{вх} = \frac{R_c}{1-K}.$$

Чем больше коэффициент передачи  $K$ , тем меньше отличаются  $U_{вых}$  и  $U_{вх}$ , тем под меньшим напряжением оказывается

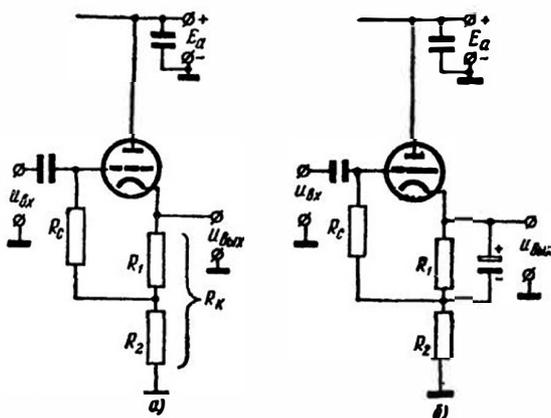


Рис. 3-14. Схемы катодных повторителей с повышенным входным сопротивлением

сопротивление  $R_c$  в схеме на рис. 3-14, б и больше  $R_{вх}$ . Так при  $R_c = 1 \text{ Мом}$  и  $K = 0,9$  для каскада на рис. 3-12  $R_{вх} = 1 \text{ Мом}$ , а для каскада на рис. 3-14, б

$$R_{вх} = R_c \frac{1}{1-K} = 1 \frac{1}{1-0,9} = 10 \text{ Мом}.$$

Ниже вернемся к схемам на рис. 3-14 для того, чтобы показать способы обеспечения рабочей точки.

5. Катодный повторитель обладает значительно более равномерной частотной характеристикой, чем каскад с анодной нагрузкой, что объясняется меньшим выходным сопротивлением катодного повторителя. При изменении частоты, когда сопротивление емкостей схемы и за счет них переменная составляющая анодного тока изменяются, изменение напряжения на небольшом сопротивлении  $R_{вых}$  получается незначительным.

В каскаде с общим катодом за счет большого  $R_{\text{вых}}$  изменения  $U_{\text{вых}}$  при этом значительно больше.

6. При одинаковых напряжениях между сеткой и катодом нелинейные искажения в катодном повторителе меньше, чем в каскаде с анодной нагрузкой. Это объясняется тем, что паразитные гармоники, появляющиеся на выходе катодного повторителя за счет нелинейности анодно-сеточной характеристики, подаются в противоположной фазе в цепь сетки и снова выделяются на нагрузке, компенсируя начальные значения гармоник.

Напряжение паразитной гармоники  $U_{\text{п}}$  на выходе катодного повторителя

$$U_{\text{п}} = U'_{\text{п}} - \Delta U_{\text{п}} = U'_{\text{п}} - KU_{\text{п}},$$

где  $U'_{\text{п}}$  — напряжение паразитной гармоники без учета обратной связи;

$\Delta U_{\text{п}}$  — часть напряжения этой гармоники, являющаяся результатом действия отрицательной обратной связи.

Отсюда 
$$U_{\text{п}} = \frac{U'_{\text{п}}}{1+K}. \quad (3-34)$$

Таким образом, напряжение паразитной гармоники в катодном повторителе оказывается в  $(K + 1)$  раз меньше, чем в каскаде с анодной нагрузкой.

Следует, однако, иметь в виду, что выражение (3-34) полностью справедливо только при небольшом начальном значении гармоники  $U'_{\text{п}}$ , когда она действует на малом участке анодно-сеточной характеристики, в пределах которого его можно считать относительно линейным и использовать поэтому принцип наложения. При большом  $U'_{\text{п}}$  уменьшение нелинейных искажений не столь велико, как это определяется выражением (3-34).

7. Катодный повторитель обеспечивает значительно более линейную зависимость между выходным и входным напряжениями, чем каскад с анодной нагрузкой, т. е. коэффициент передачи сохраняется более постоянным в широких пределах изменений  $U_{\text{вх}}$ , чем коэффициент усиления. Это объясняется тем, что между сеткой и катодом лампы действует напряжение  $U_{\text{ск}} = U_{\text{вх}} - U_{\text{вых}}$ , следовательно, используется значительно меньший участок анодно-сеточной характеристики, в пределах которого крутизна ее меняется мало. Поэтому при изменениях  $U_{\text{вх}}$  средняя крутизна рабочего участка и коэффициент передачи изменяются в катодном повторителе намного меньше, чем в каскаде с анодной нагрузкой.

Рассмотренные основные свойства катодного повторителя дают возможность определить некоторые области применения этого каскада.

Катодный повторитель целесообразно использовать в качестве промежуточного каскада, например между датчиком и усилителем,

так как малая входная емкость повторителя не влияет на параметры датчика.

Катодный повторитель следует применять, когда последующее устройство имеет большую входную емкость, которая незначительно шунтирует малое выходное сопротивление повторителя и поэтому коэффициент передачи не будет сильно уменьшаться.

Малое выходное сопротивление катодного повторителя хорошо согласуется с небольшим входным сопротивлением кабеля и передача энергии по кабелю происходит при этом наиболее эффективно.

Катодный повторитель может работать при значительно больших напряжениях между сеткой и катодом, чем каскад с анодной нагрузкой, создавая при этом те же нелинейные искажения. Это позволяет иметь в нагрузке большой ток и выделить на ней большое напряжение без существенного изменения формы кривой.

Достаточно линейная зависимость между выходным и входным напряжениями дает возможность использовать катодный повторитель в тех случаях, когда необходимо сохранить пропорциональность между ними при значительных изменениях  $U_{вх}$ .

Выше указывалось, что при одинаковых нагрузках и равных напряжениях *между сеткой и катодом* выходные напряжения катодного повторителя и каскада с анодной нагрузкой будут одинаковы. Поэтому целесообразно выяснить, какое напряжение можно подавать на вход катодного повторителя, чтобы во избежание больших нелинейных искажений полный размах  $u_{ск}$  не выходил за пределы раствора анодно-сеточной характеристики.

Определим вначале амплитуду  $U'_м$  отрицательной полуволны входного напряжения, при которой лампа в катодном повторителе запирается. Для запираения лампы необходимо, чтобы напряжение между ее сеткой и катодом составляло  $u_{ск} = -U_з$ , где  $U_з$  — абсолютная величина напряжения запираения лампы при  $u_a = E_a$ . При этом ток  $i_a = 0$ , падение напряжения на катодном сопротивлении  $u_k = i_a R_k = 0$  и  $u_{ск} = u_{вх} - u_k = u_{вх}$ , т. е. между сеткой и катодом лампы *действует все входное напряжение*. Из сказанного следует, что максимальная амплитуда отрицательной полуволны, которую можно подать на вход каскада, изображенного на рис. 3-12, избегая отсечки анодного тока, составляет

$$U'_м = -U_з. \quad (3-35)$$

Это напряжение будет одинаковым при любом сопротивлении  $R_k$ , так как при запираии лампы  $u_k = 0$  и  $R_k$  никакого влияния не оказывает.

Напомним, что в каскаде с анодной нагрузкой амплитуда входного напряжения, при которой лампа запирается,  $U'_м = -(U_з - U_{с0})$ , где  $U_{с0}$  — абсолютная величина начального смещения, обусловленного цепочкой  $R_k C_k$ .

Отмеченная разница между входными запирающими напряжениями в сравниваемых схемах объясняется тем, что в каскаде с анодной нагрузкой за время быстрого изменения  $u_{вх}$  напряжение на конденсаторе  $C_k$  не успевает практически измениться и остается равным  $U_{c0}$ .

Если бы период изменения  $u_{вх}$  был намного больше времени разряда конденсатора  $C_k$ , то и в каскаде с анодной нагрузкой лампа запиралась бы при  $U'_m = -U_3$ .

В катодном повторителе при  $C_n = 0$  уменьшение потенциала катода точно следует за ростом отрицательного потенциала сетки, благодаря чему к моменту, когда  $u_{вх}$  достигает величины  $U'_m$ , напряжение  $u_k = 0$ .

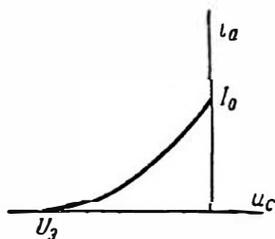


Рис. 3-15. Анодно-сеточная характеристика лампы

Найдем теперь амплитуду положительной полуволны входного напряжения  $U'_m$ , при которой появляется сеточный ток, считая, что он возникает при  $u_{ск} = 0$ . В отсутствие  $u_{вх}$ , когда по сопротивлению  $R_k$  проходит ток  $I_{a0}$ , потенциал катода  $U_{k0} = I_{a0} R_k$ , а потенциал сетки, соединенной сопротивлением  $R_c$  с корпусом,  $U_c = 0$  (рис. 3-12). По мере

увеличения входного напряжения начальная разность потенциалов  $U_{ск} = U_{k0}$  постепенно уменьшается за счет того, что потенциал катода  $u_k = K u_{вх}$ , нарастает медленнее, чем потенциал сетки  $u_c = u_{вх}$ . В результате при некотором значении  $u_{вх}$  напряжение  $u_{ск}$  достигает нуля.

Чем больше  $R_k$ , тем большая величина  $U_{k0}$  должна быть компенсирована при большем коэффициенте передачи, т. е. при меньшей разнице между приращениями  $u_c$  и  $u_k$ . Поэтому с увеличением  $R_k$  входное напряжение  $U'_m$ , при котором появляется сеточный ток, оказывается больше.

Величину  $U'_m$  можно найти, исходя из того, что при появлении сеточного тока  $u_{вх} = u_{ск} + u_k = u_k$ , т. е. величина  $u_{вх}$  равна падению напряжения на катодном сопротивлении. Определяя по характеристике (рис. 3-15) ток  $I_0$  при  $u_{ск} = 0$ , легко получить напряжение  $U'_m$ :

$$U'_m = U_k = I_0 R_k.$$

Если считать, что характеристика на рис. 3-15 линейна (крутизна в любой точке ее равна  $S$ ), то

$$I_0 = U_3 S \quad \text{и} \quad U'_m = U_3 S R_k. \quad (3-36)$$

Строго говоря, определение  $I_0$  следует производить по динамической анодно-сеточной характеристике, построенной для

данных  $E_a$  и  $R_k$ . Однако при малых  $R_k$  она близка к статической характеристике, соответствующей  $u_a = E_a$ . Последнее особенно справедливо для катодного повторителя, собранного на пентоде.

В каскаде с анодной нагрузкой сеточный ток появляется при амплитуде входного напряжения  $U'_m = U_{co}$ , так как во время быстрого изменения  $u_{вх}$  потенциал катода за счет конденсатора  $C_k$  не успевает возрасть, как это имеет место в катодном повторителе.

Таким образом, максимальный размах напряжения, которое можно подавать на вход катодного повторителя, избегая тока сетки и отсечки анодного тока,

$$U = U'_m + U''_m \approx U_3 + U_3 SR_k = U_3 (1 + SR_k),$$

т. е. амплитуда входного напряжения может составлять

$$U_{м. вх} = \frac{U_3 (1 + SR_k)}{2}.$$

Во многих случаях указанное напряжение является весьма значительным. Так, для каскада на лампе 6Н1П ( $S=4,35$  ма/в и  $U_3 = -10$  в) при

$$R_k = 2 \text{ ком} \quad U_{м. вх} = \frac{10 (1 + 4,35 \cdot 2)}{2} = 48,5 \text{ в.}$$

Большая величина  $U_{м. вх}$  приводит к тому, что и на выходе катодного повторителя можно получить значительное напряжение ( $U_{м. вых} = KU_{м. вх}$ ).

В большинстве случаев  $SR_k > 1$  и, как следует из выражений (3-35) и (3-36),  $U''_m > U'_m$ . Это приводит к необходимости тщательного выбора исходного режима каскада, так как в противном случае использование большого входного напряжения приведет к искажению формы выходного напряжения из-за отсечки анодного тока.

Необходимо еще раз подчеркнуть, что все рассуждения, приведенные выше, сделаны в предположении, что  $C_n = 0$ .

В реальной схеме емкость  $C_n$  всегда присутствует. Чем больше постоянная времени цепи, через которую заряжается и разряжается эта емкость, тем меньше успевает меняться положительный потенциал катода при изменениях входного напряжения. В результате  $U'_m$  и  $U''_m$  уменьшаются.

Если бы указанная постоянная времени во много раз превышала период напряжения  $u_{вх}$ , то в отношении допустимых напряжений  $U'_m$  и  $U''_m$  катодный повторитель уподобился бы каскаду с анодной нагрузкой, где начальное сеточное смещение задается  $R_k C_k$ -цепочкой.

Наглядное представление о работе катодного повторителя даёт графоаналитический метод анализа. Рассмотрим его на примере схемы, приведенной на рис. 3-12, а.

Можно доказать, что если исходная рабочая точка выбрана в середине участка анодно-сеточной характеристики, расположенного в левом квадранте, то  $U'_m = U''_m$ . Действительно,

$$\Delta u_{ск} = u_{вх} - u_{вых} = u_{вх} (1 - K),$$

откуда

$$u_{вх} = \frac{\Delta u_{ск}}{1 - K}. \quad (3-37)$$

Если  $U_{с0} = \frac{U_3}{2}$ , то отрицательное приращение  $\Delta u_{ск}$ , при котором лампа запирается, равно положительному приращению  $\Delta u_{ск}$ , при котором появляется сеточный ток, т. е. в соответствии с выражением (3-37)  $U'_m = U''_m$ . Некоторая приближенность этого утверждения связана с тем, что крутизна анодно-сеточной характеристики (и зависящий от нее коэффициент передачи  $K$ ) не является вполне одинаковой на участках правее и левее исходной рабочей точки.

Для того чтобы обеспечить указанное положение рабочей точки, сопротивление, с которого снимается напряжение смещения ( $R_k$  на рис. 3-12, а), должно выбираться из условия

$$R_{см} = \frac{U_{с0}}{I_{а0}} \approx \frac{U_3}{2I_{а0}}. \quad (3-38)$$

Если считать анодно-сеточную характеристику линейной ( $S = \text{const}$ ), то для данного случая  $I_{а0} = S \frac{U_3}{2}$  и  $R_{см} \approx \frac{1}{S}$ , т. е. имеет небольшую величину.

В большинстве случаев  $R_k \gg \frac{1}{S}$  и напряжение смещения следует снимать с части катодного сопротивления (с  $R_1$  на рис. 3-14). Величина ее определяется выражением (3-38). Иногда сопротивление нагрузки и сопротивление смещения выбирают независимо друг от друга (рис. 3-14, б).

Если нагрузку в цепи катода нельзя разделить (она может быть обмоткой реле, прибора и т. д.), то напряжение смещения можно снять с сопротивления  $R_{см}$ , включенного последовательно с  $R_n$ , выбрав его требуемой величины.

Встречаются случаи, когда нагрузка  $R_n$ , которая должна включаться в катодную цепь, имеет небольшое сопротивление, так что выделяемое на ней постоянное напряжение меньше необходимого смещения. В этом случае последовательно с нагрузкой включают сопротивление ( $R_{см}$  на рис. 3-16), дополняющее  $R_n$  до требуемой величины.

В каскаде с анодной нагрузкой исходная рабочая точка выбирается на динамической анодно-сеточной характеристике, построенной для данного  $E_a$  и выбранного сопротивления  $R_a$ , и легко обеспечивается  $R_k C_k$ -цепочкой в цепи катода.

В катодном повторителе, собранном по схеме, изображенной на рис. 3-12, выбор исходной рабочей точки исключен: ее положение на характеристике задается сопротивлением  $R_k$ , величина которого определяется внешней нагрузкой, включенной в катодную цепь лампы, или требуемым коэффициентом передачи. Поэтому координаты исходной рабочей точки определяются в данном случае совместным решением двух уравнений с двумя неизвестными. Первое из них выражается анодно-сеточной характеристикой  $i_a = f(u_{ск})$ , а второе

$$u_{ск} = -i_a R_k \quad (3-39)$$

устанавливает связь между  $i_a$ ,  $R_k$  и напряжением смещения на сетке.

Уравнение (3-39) указывает на линейную зависимость  $i_a$  и  $u_{ск}$  и выражается прямой линией, которая является нагрузочной прямой. Одна точка, принадлежащая этой прямой, совпадает с началом координат (при  $i_a = 0$   $u_{ск} = 0$ ). Для опре-

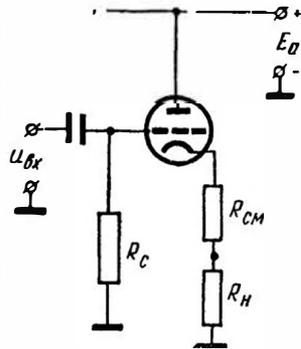


Рис. 3-16. Схема катодного повторителя для случая  $R_H < R_{CM}$

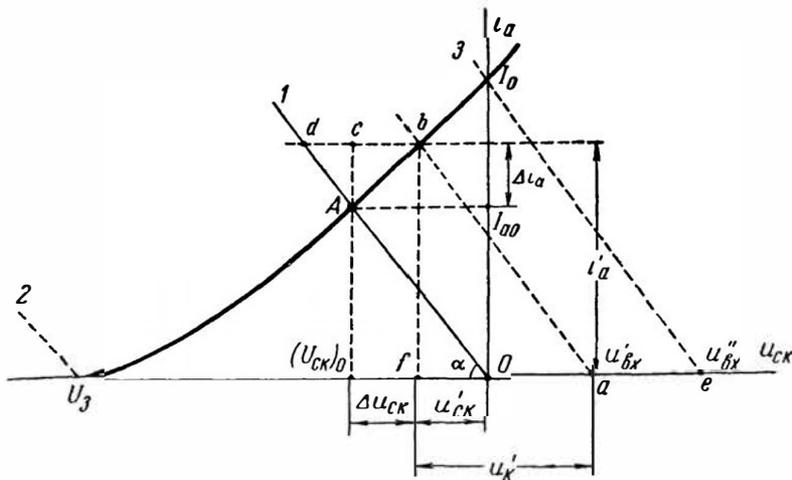


Рис. 3-17. Графический анализ работы катодного повторителя, собранного по схеме на рис. 3-12, а

деления второй точки задаются произвольно током и из выражения (3-39) находят соответствующее ему напряжение.

Точка пересечения  $A$  нагрузочной прямой и анодно-сеточной характеристики (рис. 3-17) представляет решение указанной системы

уравнений и определяет режим покоя  $I_{a0}$  и  $(U_{ск})_0$ . Заметим, что на рис. 3-17 в соответствующем масштабе

$$\operatorname{ctg} \alpha = - \frac{(U_{ск})_0}{I_{a0}} = R_k.$$

При наличии входного напряжения

$$u_{ск} = -i_a R_k + u_{вх}. \quad (3-40)$$

Эта прямая имеет такой же наклон, как и прямая, выражаемая уравнением (3-39), но отсекает на оси  $u_{ск}$  отрезок, равный  $u_{вх}$  (при  $i_a = 0$   $u_{ск} = u_{вх}$ ). Поэтому, откладывая на оси абсцисс различные значения  $u_{вх}$  и проводя нагрузочные прямые, можно получить точки пересечения их с анодно-сеточной характеристикой, каждая из которых определяет ток  $i_a$  и напряжение  $u_{ск}$  между сеткой и катодом при данной величине входного напряжения. Так, например, при мгновенном значении  $u_{вх} = u'_{вх}$  (рис. 3-17) анодный ток по сравнению с током покоя  $I_{a0}$  получает приращение  $\Delta i_a$  и принимает значение, равное  $i'_a$ ; напряжение между сеткой и катодом возрастает по сравнению с  $(U_{ск})_0$  на  $\Delta u_{ск}$  и составляет  $u'_{ск}$ , потенциал катода  $u'_k = i'_a R_k$ , а изменение потенциала катода  $\Delta u_k = u_{вых} = u'_k - U_{к0}$ , где  $U_{к0} = I_{a0} R_k = - (U_{ск})_0$ , — начальный потенциал катода.

Заметим, что на рис. 3-17 отрезок  $bd = \theta a$ , т. е. в масштабе напряжений равен  $u'_{вх}$ , а отрезок  $bc$  равен  $\Delta u_{ск}$ . Так как  $u_{вых} = u_{вх} - \Delta u_{ск}$ , то  $u_{вых}$  соответствует отрезок  $cd$ .

Сказанное позволяет весьма просто определить величину  $u_{вых}$  по заданному значению  $u_{вх}$ : отрезок, соответствующий  $u_{вх}$ , располагается параллельно оси абсцисс между анодно-сеточной характеристикой и нагрузочной прямой, построенной для  $u_{вх} = 0$ , выше исходной рабочей точки (при  $u_{вх} > 0$ ) или ниже ее (при  $u_{вх} < 0$ ); часть этого отрезка, заключенная между нагрузочной прямой и перпендикуляром к оси абсцисс, проходящим через исходную рабочую точку, соответствует  $u_{вых}$ .

Задаваясь несколькими значениями  $u_{вх}$  и определяя указанным способом  $u_{вых}$ , можно построить кривую  $u_{вых} = f(u_{вх})$ .

Если  $u_{вх} = -U_з$ , то нагрузочной прямой соответствует на рис. 3-17 прямая 2, которая пересекает анодно-сеточную характеристику в точке  $i_a = 0$ , т. е. запирание лампы произойдет при  $u_{вх} = -U_з$ . Это совпадает с выводом, сделанным раньше на основе физических представлений.

При  $u_{ск} = 0$  нагрузочная прямая 3 отсекает на оси абсцисс отрезок, соответствующий  $u'_{вх}$ , при котором появляется сеточный ток. Величина  $u'_{вх} = I_0 R_k$ . Этот же вывод был сделан раньше на основе физических соображений.

Значительный интерес представляет графоаналитический анализ весьма часто встречающейся схемы, приведенной на рис. 3-14, а.

Исходная рабочая точка определяется пересечением прямой 1 ( $u_{ск} = i_a R_1$ ) с анодно-сеточной характеристикой (рис. 3-18). Нагрузочная прямая 2, соответствующая полному сопротивлению  $R_1 + R_2$  в цепи катода, проходит через эту точку, так как в те моменты времени, когда  $u_{вх}$  обращается в нуль,  $i_a = I_{a0}$  и  $u_{ск} = (U_{ск})_0$ .

Вторая точка, через которую проходит эта прямая, расположена на оси абсцисс и удалена от начала координат на  $I_{a0} R_2$ . При нали-

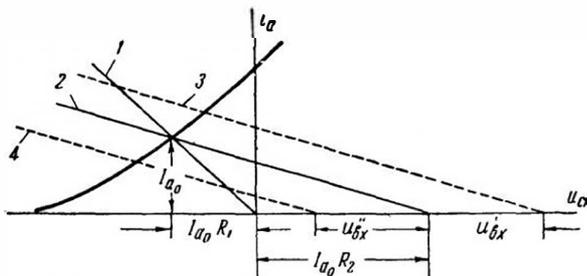


Рис. 3-18. Графический анализ работы катодного повторителя, собранного по схеме на рис. 3-14, а

ции входного напряжения прямая 2 перемещается параллельно самой себе, отсекая на оси абсцисс отрезки, соответствующие  $u_{вх}$ .

На рис. 3-18 прямая 3 соответствует  $u_{вх}'$ , а прямая 4 —  $u_{вх}''$ . Пересечение их с анодно-сеточной характеристикой позволяет определить все интересные величины.

### Катодный повторитель в импульсном режиме

Свойства катодного повторителя, изложенные выше, сохраняются в основном и в импульсном режиме. Поэтому ниже будут рассмотрены только особенности работы каскада, связанные с данным режимом.

Прежде всего выясним условия прохождения импульсов через катодный повторитель. В рассматриваемом случае (при резких изменениях входного напряжения) емкость  $C$ , шунтирующая сопротивление нагрузки, приобретает основное значение и пренебрегать ею уже нельзя.

Как следует из рис. 3-19, емкость

$$C = C_n + C_{кн} + C_{ак} + \frac{C_{ск}(C_{ас} + C_{с.з})}{C_{ск} + C_{ас} + C_{с.з}},$$

где  $C_n$  — емкость нагрузки;

$C_{с.з}$  — емкость сетка — земля (корпус прибора).

Смысл других емкостей дополнительных пояснений не требует.

Будем считать, что на вход каскада воздействует идеальный прямоугольный импульс положительной полярности с амплитудой  $U_m$  (рис. 3-20).

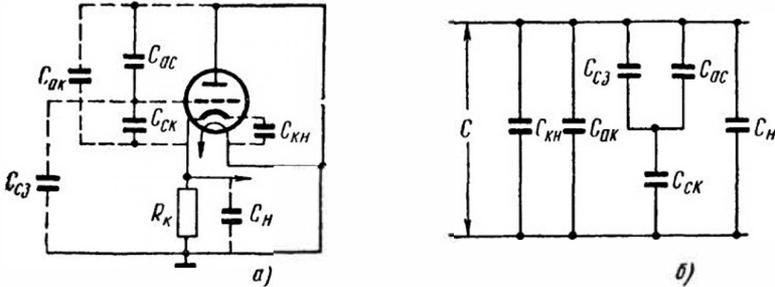


Рис. 3-19. Паразитные емкости в катодном повторителе:  
 а—принципиальная схема, б—эквивалентная схема для определения емкости, шунтирующей нагрузки

В момент поступления переднего фронта импульса потенциал сетки возрастает на  $U_m$ , а потенциал катода из-за наличия емкости  $C$  остается прежним и равным  $U_{к0}$ . Поэтому в первое мгновение  $U_{ск\max} = -U_{к0} + U_m$ .

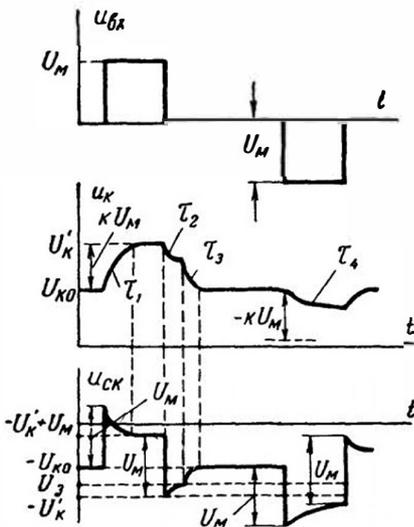


Рис. 3-20. Кривые изменения потенциала катода и напряжения между сеткой и катодом в катодном повторителе

Так как благодаря малой величине  $R_{\text{вых}} \approx \frac{1}{S}$  постоянная времени заряда указанной емкости  $\tau_1 = CR_{\text{вых}}$  мала, то нарастание выходного напряжения происходит достаточно быстро и фронт импульса на выходе мало искажается.

Исключение составляет случай, когда  $U_m > U_{к0}$ , при котором сетка по отношению к катоду приобретает вначале положительный потенциал и возникает сеточный ток. При этом входное сопротивление лампы резко уменьшается и предыдущий каскад перегружается. По мере заряда емкости  $C$  потенциал катода увеличивается — напряжение  $u_{ск}$  уменьшается и сеточный ток постепенно спадает до нуля.

После того как напряжение на выходе устанавливается, потенциал катода принимает значение большее первоначального:

$$U_{\kappa} = U_{\kappa 0} + KU_{\text{м}},$$

где  $K$  — коэффициент передачи.

В момент прекращения действия входного импульса потенциал сетки скачком уменьшается на  $U_{\text{м}}$  — сетка приобретает потенциал корпуса, в то время как потенциал катода  $U_{\kappa}$  сохраняется неизменным и  $U_{\text{ск}} = -U'_{\kappa} = -(U_{\kappa 0} + KU_{\text{м}})$ .

При большой амплитуде импульса  $U_{\text{м}}$  напряжение между сеткой и катодом может составить такую отрицательную величину, при которой лампа заперется. В этом случае разряд емкости  $C$  будет происходить только через сопротивление  $R_{\kappa}$  с относительно большой постоянной времени  $\tau_2 = CR_{\kappa}$ .

По мере разряда  $C$  потенциал катода медленно снижается и в некоторый момент времени лампы открывается. Однако вначале рабочая точка будет находиться еще на участке анодно-сеточной характеристики с весьма малой крутизной и постоянная

$\tau_3 = C \frac{\frac{1}{S} R_{\kappa}}{\frac{1}{S} \nrightarrow R_{\kappa}}$  окажется еще большей. В результате длительность

среза выходного импульса получается значительно больше, чем длительность фронта.

Если лампа не запирается с окончанием входного импульса, то длительность среза будет меньше, чем при запираии лампы, но все равно больше, чем длительность фронта.

При поступлении на вход *идеального* отрицательного прямоугольного импульса напряжение между сеткой и катодом скачком уменьшается на величину  $U_{\text{м}}$  и становится равным  $U_{\text{ск}} = -U_{\kappa 0} - U_{\text{м}}$ . В результате лампа либо запирается (если амплитуда импульса достаточно велика), либо работает при малом анодном токе и имеет очень небольшую крутизну — разряд емкости  $C$  происходит медленно и потенциал катода медленно уменьшается от уровня  $U_{\kappa 0}$  — нарастание переднего фронта отрицательного импульса на выходе затягивается. При малой длительности  $t_{\text{н}}$  входного импульса постоянная времени  $\tau_4$  разряда емкости  $C$  может оказаться соизмеримой с  $\tau_{\text{н}}$  и отрицательный импульс на выходе за время  $t_{\text{н}}$  не успеет нарасти до величины  $U_{\text{м}}$ .

В момент окончания действия отрицательного входного импульса потенциал сетки скачком возрастает до нуля, а потенциал катода сохраняется меньшим  $U_{\kappa 0}$ . Поэтому лампа начинает работать на участке анодно-сеточной характеристики с большой крутизной и напряжение на выходе достаточно быстро нарастает.

Таким образом, катодный повторитель лучше передает положительные перепады, соответствующие переднему фронту положительного импульса и заднему фронту отрицательного импульса.

Для уменьшения искажений импульсов в катодном повторителе используют лампы с большой **крутизной**, а в некоторых случаях

включают параллельно несколько ламп с тем, чтобы общая крутизна была равна сумме  $S$  отдельных ламп. Вследствие этого выходное сопротивление каскада и  $\tau = CR_{\text{вых}} \approx C \frac{1}{S}$  уменьшаются.

Интересно заметить, что степень искажений импульсов катодным повторителем зависит от крутизны их нарастания на входе. Если постоянная времени, соответствующая фронту и срезу входных импульсов  $\tau_{\text{вх}} = \frac{t_{\phi}}{2,2}$ , в несколько раз превышает постоянную времени выходной цепи  $\tau = CR_{\text{вых}}$ , то потенциал катода успевает

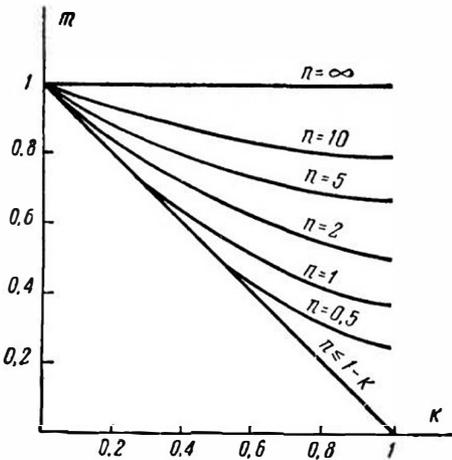


Рис. 3-21. Кривые для определения наибольшей амплитуды входного импульса

изменяться вслед за изменениями входного напряжения и выходные импульсы почти повторяют по форме импульсы на входе.

Чем меньше отношение  $n = \frac{\tau}{\tau_{\text{вх}}}$  и больше коэффициент передачи  $K$ , тем быстрее изменяется потенциал катода вслед за изменениями входного напряжения и тем меньше оказывается напряжение, действующее между сеткой и катодом.

Поэтому с уменьшением  $n$  и увеличением  $K$  размах входного напряжения  $U_{\text{м. вх}}$  может быть увеличен по сравнению с  $U_{\text{ск. макс}}$ , т. е. с тем значением напряжения между сеткой и катодом, при котором искажения получаются в допустимых пределах (см. пример расчета на стр. 112).

На рис. 3-21 приведены кривые, показывающие зависимость

$$\frac{U_{\text{ск макс}}}{U_{\text{м. вх}}} = m \text{ от } n \text{ и } K.$$

Если, например,  $n = 1$  и  $K = 0,9$ , то  $m = 0,4$  и  $\frac{U_{\text{м. вх}}}{U_{\text{ск макс}}} = \frac{1}{0,4} = 2,5$ .

Сравним с точки зрения рассмотренных искажений катодный повторитель и каскад с анодной нагрузкой при  $R_a = R_k$ , считая, что постоянная времени цепи автоматического смещения  $\tau_{\text{см}} \gg t_n$  так, что за время действия импульса постоянное сеточное смещение  $U_{\text{с0}}$  не меняется.

Постоянная времени, определяющая длительность фронтов импульсов на выходе каскада с анодной нагрузкой,  $\tau = CR_{\text{вых}} \approx CR_a$  больше аналогичной постоянной в катодном повторителе

$\tau = CR_{\text{вых}} = C \frac{R_k}{1 + R_k S}$  или равна ей, когда лампа повторителя запирается ( $S = 0$ ). Поэтому относительная длительность фронтов выходных импульсов в каскаде с анодной нагрузкой больше, чем в катодном повторителе.

Но в каскаде с анодной нагрузкой длительность фронтов выходных импульсов определяется фактически сопротивлением  $R_a$  и мало зависит от того, заперта или открыта лампа. Поэтому длительности фронта  $t_f$  и среза  $t_c$  почти не отличаются. На выходе катодного повторителя  $t_f$  и  $t_c$  могут сильно различаться, так как постоянные времени при запертой и открытой лампе заметно отличаются.

Если исходная рабочая точка выбрана в середине анодно-сеточной характеристики катодного повторителя так, что  $U_{c0} = -\frac{U_3}{2}$  и амплитуда входных импульсов  $U_m < \frac{U_3}{2}$ , то даже при большой емкости  $C$ , когда потенциал катода не успевает резко изменяться, будут отсутствовать сеточный ток и отсечка анодного тока.

Таким образом, если во время резких перепадов входного напряжения потенциал катода за счет емкости  $C$  не успевает быстро измениться, то размах  $u_{\text{вх}}$  не должен превышать раствор анодно-сеточной характеристики. В этом отношении катодный повторитель аналогичен обычному каскаду с цепочкой автоматического смещения  $R_k C_k$ . Подобный случай уже рассматривался при исследовании работы катодного повторителя в режиме синусоидальных колебаний.

Перейдем к количественной оценке искажений импульсов катодным повторителем. В соответствии с выражением (3-3) время нарастания фронта, добавляемое каскадом,

$$t_{\text{н}} = 2,2 CR_{\text{вых}} = 2,2 C \frac{R_k}{1 + SR_k}, \quad (3-41)$$

что в  $(1 + SR_k)$  раз меньше, чем в усилителе с анодной нагрузкой при  $R_a = R_k$ .

При увеличении  $R_k$  выходное сопротивление каскада и длительность фронтов выходных импульсов  $t_f$  возрастают. Разделив числитель и знаменатель выражения (3-41) на  $R_k$ , заметим, что при  $R_k \rightarrow \infty$

$$t_{\text{н. max}} = 2,2 \frac{C}{S}.$$

Когда допустимое время нарастания, добавляемое каскадом  $t_{\text{н. доп}} > t_{\text{н. max}}$ , то нагрузка  $R_k$  катодного повторителя выбирается любой, независимо от  $t_{\text{н}}$ .

В общем случае из выражения (3-41)

$$R_k = \frac{t_{\text{н}}}{2,2 C - S t_{\text{н}}}, \quad (3-42)$$

где  $t_{\text{н}}$  — заданное время нарастания, добавляемое повторителем.

Если знаменатель последнего выражения  $2,2C - St_n < 0$ , ( $t_n > 2,2 \frac{C}{S}$ ), то  $t_n > t_{н. \max}$ .

Поэтому при отрицательном значении  $R_k$ , полученном при использовании выражения (3-42), его величину берут любой.

Для каскада с анодной нагрузкой

$$t_n = 2,2 CR_{\text{вых}} = 2,2 C \frac{R_a R_l}{R_a \mp R_l} = 2,2 \frac{CR_l}{1 \mp \frac{R_l}{R_a}}$$

При  $R_a \rightarrow \infty$  максимальное время нарастания фронта выходного импульса

$$t_{н. \max} = 2,2 CR_l,$$

что во много раз превосходит  $t_{н. \max}$  для катодного повторителя.

Для того чтобы  $t_{н. \max}$  в каскаде с анодной нагрузкой было таким же, как в катодном повторителе, следует выбрать  $R_a = \frac{1}{S}$ . Действительно, в данном случае  $R_{\text{вых}} \approx R_a = \frac{1}{S}$  и  $t_{н. \max} = 2,2 CR_{\text{вых}} = 2,2 \frac{C}{S}$ .

Однако при этом  $u_{\text{вых}} = u_{\text{ск}} K = u_{\text{ск}} S_{\text{дин}} R_a \approx u_{\text{ск}}$  может составлять несколько вольт, в то время как в катодном повторителе  $u_{\text{вых}} = u_{\text{ск}} S_{\text{дин}} R_k$  за счет выбора большого  $R_k$  будет во много раз больше.

Приведем соображения по выбору исходной рабочей точки при работе катодного повторителя в импульсном режиме. Начальное сеточное смещение выбирается в зависимости от полярности входного импульса и требуемого перепада анодного тока:

$$\Delta I_a^- = \frac{U_{\text{м. вых}}}{R_k},$$

где  $R_k$  — полное сопротивление в катодной цепи для переменного тока.

Этот перепад целесообразно «разместить» таким образом, чтобы не использовать участка анодно-сеточной характеристики с малой крутизной, на котором  $R_{\text{вых}} \approx \frac{1}{S}$  будет большим.

После выбора рабочей точки, аналогичного сделанному на рис. 3-11, определяется сопротивление

$$R_{\text{см}} = \frac{U_{\text{с0}}}{I_{\text{а0}}},$$

где  $I_{\text{а0}}$  — ток в исходной рабочей точке.

Обеспечение  $U_{\text{с0}}$  осуществляется также, как и при работе каскада с синусоидальным входным напряжением.

### § 3-4. ИМПУЛЬСНЫЕ УСИЛИТЕЛИ НА ТРАНЗИСТОРАХ

Полупроводниковые триоды (транзисторы) находят широкое применение в импульсной технике, в том числе и в импульсных усилителях. Этому способствуют высокая надежность транзистора, малые габариты и вес, большой срок службы, способность работы при низких напряжениях источников питания, отсутствие накала, за счет чего схема вступает в действие практически одновременно с включением питания.

Наряду с этим полупроводниковые триоды по сравнению с вакуумными лампами обладают и рядом недостатков. К их числу относятся разброс параметров и большая зависимость их от температуры окружающей среды, небольшое входное сопротивление наиболее широко применяемых схем и значительная инерционность носителей зарядов, что существенно затрудняет получение коротких импульсов с крутыми фронтами.

#### Основные свойства транзисторов

Напомним основные свойства транзисторов, которые будут использованы при дальнейшем изложении.

Добавление в чистый германий ничтожного количества примесей резко увеличивает его проводимость.

Введение донорных примесей (мышьяка, сурьмы) придает германию электронную  $n$ -проводимость: в полупроводнике появляются избыточные подвижные электроны (основные носители зарядов) и неподвижные (связанные положительные ионы).

Акцепторная примесь (в качестве нее обычно используется индий) создает германий с дырочной  $p$ -проводимостью. Дырка представляет собой дефектную (незаполненную) связь в атоме германия, способную заполниться одним из свободных электронов, и ведет себя подобно положительной частице с единичным зарядом, совершающим хаотическое движение. Наряду с дырками (основными носителями) в  $p$  германии появляются неподвижные отрицательные ионы.

После того как области с разным механизмом проводимости введены в соприкосновение, начинается диффузия носителей зарядов через границу раздела ( $p$ - $n$ -переход): электронов из  $n$  области в  $p$  область, а дырок — из  $p$  области в  $n$  область. В результате на границе  $p$  и  $n$  областей появляется слой, обедненный носителями зарядов (запорный слой), и создается электрическое поле перехода  $E_n$ , направленное от положительных зарядов на границе к отрицательным. Это поле (потенциальный барьер) препятствует диффузии основных носителей через переход.

Полупроводниковый триод представляет собой совокупность трех областей (эмиттера, базы и коллектора) с чередующейся проводимостью (рис. 3-22).

Один из переходов триода (эмиттерный) смещается внешним источником напряжения  $U_э$  в прямом (пропускном) направлении так, что созданное им поле  $E_{иэ}$  противоположно полю самого перехода  $E_n$ , за счет чего переход открывается. Другой переход (коллекторный) смещается источником  $U_к$  в обратном направлении так, что поле источника  $E_{ик}$  совпадает с полем перехода и он дополнительно запирается.

В соответствии с чередованием проводимостей от эмиттера к коллектору различают триоды типа  $p-n-p$  и  $n-p-n$ .

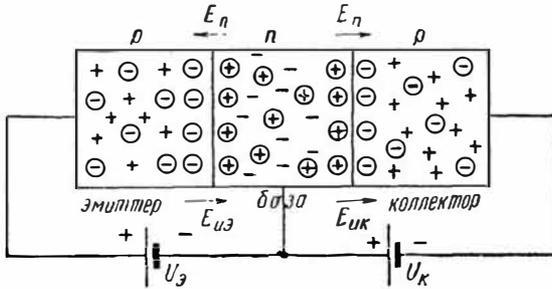


Рис. 3-22. Схематическое изображение транзистора (кружками очерчены неподвижные заряды, вне кружков — подвижные заряды)

Все последующие рассуждения будут вестись для триода типа  $p-n-p$ .

Через открытый переход дырки из эмиттера переходят в базу. Небольшая часть их компенсируется электронами, поступающими в базу по проводу от источника  $U_э$  и составляющими ток базы  $I_б$ , а большая часть (до 95—99%) подходит к коллекторному переходу, увлекается полем этого перехода и поступает в коллектор, составляя в его цепи ток  $I_к^*$ . Поэтому всегда

$$I_э = I_б + I_к. \quad (3-43)$$

Каскады на транзисторах могут выполняться по схеме с общей базой, с общим эмиттером и с общим коллектором.

Отношение  $\frac{I_к}{I_э} = \alpha$  называют коэффициентом усиления по току в схеме с общей базой, так как в данном случае выходным током является ток коллектора, а входным — ток эмиттера. С учетом этого из выражения (3-43) можно вывести, что

$$\frac{I_к}{I_к} = \frac{\alpha}{1-\alpha} = \beta. \quad (3-44)$$

\* В настоящей книге рассматриваются плоскостные триоды, в которых соприкосновение областей полупроводника происходит по некоторой поверхности. Точечные триоды ввиду их бесперспективности промышленностью не выпускаются.

Отношение  $\frac{I_K}{I_B} = \beta$  называют коэффициентом усиления по току в схеме с общим эмиттером, так как здесь входным током является ток базы.

Используя выражения (3-43) и (3-44), получаем

$$I_3 = I_6 (\beta + 1).$$

Из трех возможных схем включения триода наибольшее применение получила схема с общим эмиттером, обеспечивающая наибольшее усиление по току и мощности и обладающая сравнительно большим входным и малым выходным сопротивлениями. Далее везде будет рассматриваться эта схема (рис. 3-23).

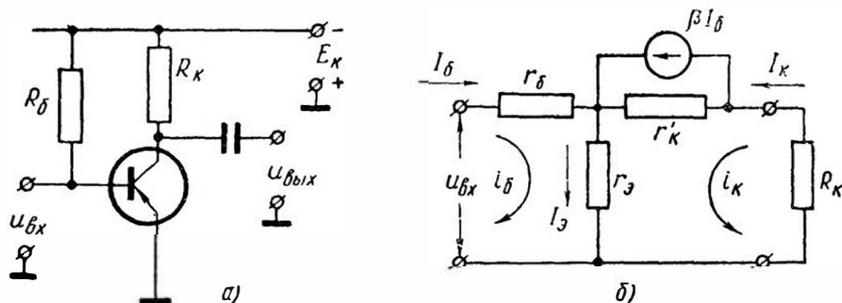


Рис. 3-23. Транзисторный усилитель с общим эмиттером

Анализ работы транзисторного каскада удобно производить, пользуясь его эквивалентной схемой. Один из вариантов такой схемы приведен на рис. 3-23, б. Здесь  $r_B$  — сопротивление материала базы;  $r_3$  — сопротивление открытого эмиттерного перехода;  $r'_K$  — сопротивление запятого коллекторного перехода в схеме с общим эмиттером.

Генератор тока  $\beta I_B$  отражает в эквивалентной схеме усиительные свойства транзистора, указывая, что ток в цепи коллектора  $I_K = \beta I_B$ .

Сопротивление  $r'_K$  меньше аналогичного сопротивления в схеме с общей базой  $r_K$ , величина которого указывается в справочниках,

$$r'_K = \frac{r_K}{\beta + 1}.$$

Совершенно очевидно, что сопротивление самого коллекторного перехода не зависит от схемы включения триода. Однако в эквивалентной схеме это сопротивление представляет собой выходное сопротивление триода — сопротивление переменному току, измеренное со стороны выхода при разомкнутой входной цепи.

В схеме с общей базой ток через коллекторный переход при разомкнутой входной цепи равен току базы и может создаваться очень небольшим количеством неосновных носителей, т. е. сопротивление перехода оказывается весьма значительным.

В схеме с общим эмиттером ток через коллекторный переход равен току эмиттера, который больше тока базы в  $\beta + 1$  раз.

Это увеличение тока через переход (при прочих равных условиях) свидетельствует об уменьшении в то же число раз сопротивления перехода.

Для современных маломощных транзисторов  $r_э$  составляет десятки ом,  $r_б$  — десятки и сотни ом, а  $r_к$  — сотни килоом и мегомы.

Следует иметь в виду, что даже при разомкнутом входе в цепи коллектора проходит ток  $I_{к0}$ , который называют *н а ч а л ь н ы м* или *о б р а т н ы м* т о к о м к о л л е к т о р а. Величина его измеряется обычно единицами и десятками микроампер.

Ток  $I_{к0}$  создается движением через коллекторный переход дырок из области базы и электронов из области коллектора, т. е. движением *неосновных* носителей, для которых поле перехода не является тормозящим. Небольшое количество их всегда имеется в германии за счет образования пар электрон-дырка под воздействием тепловой энергии окружающей среды. Этот ток является неуправляемым током и величина его быстро растет с увеличением температуры, так как при этом резко возрастает число образующихся пар.

Можно считать, что при повышении температуры на каждые  $10^\circ$  ток  $I_{к0}$  в германиевых триодах удваивается

$$I_{к0,t^\circ} \approx I_{к0} \cdot 2^{\frac{\Delta t^\circ}{10}},$$

где  $I_{к0}$  — обратный ток коллектора в схеме с общей базой при температуре  $20^\circ\text{C}$ , указываемый в справочниках;

$\Delta t^\circ$  — превышение температуры над  $20^\circ\text{C}$ .

В схеме с общим эмиттером обратный ток  $I'_{к0}$  больше чем в схеме с общей базой, так как в данном случае напряжение коллекторного источника частично прикладывается к переходу эмиттер — база в пропускном направлении, так что

$$I'_{к0,t^\circ} \approx I_{к0} (\beta + 1) 2^{\frac{\Delta t^\circ}{10}}.$$

Связь между напряжениями и токами в схеме транзистора задается системой  $z$ ,  $y$  или  $h$  параметров. Наиболее просто и точно определяются экспериментально  $h$  параметры, поэтому обычно их значения приводятся в справочной литературе.

Совершенно естественно, что параметры одной системы однозначно выражаются через параметры другой системы и конечный результат расчета каскада получается одинаковым при использовании любой системы параметров.

Следует иметь в виду, что параметры транзистора, указываемые в справочниках, соответствуют рекомендованной там исходной ра-

бочей точке. При выборе другого режима по постоянному току эти параметры пересчитываются или определяются экспериментально.

Элементы эквивалентной схемы тоже определяют связь между напряжениями и токами в цепях транзистора и величины их выражаются через параметры любой системы.

Различают три области, в которых может работать транзистор: область отсечки, активную область и область насыщения.

*Область отсечки* характеризуется запертым состоянием не только коллекторного, но и эмиттерного перехода, так что  $I_k = I_{k0} \approx 0$  и напряжение на коллекторе  $U_k = -(E_k - I_{k0} R_k) \approx -E_k$ . Для работы в этой области на вход транзистора подается напряжение с положительной полярностью на базе, смещающее эмиттерный переход в обратном направлении.

При смещении эмиттерного перехода в прямом направлении, а коллекторного в обратном транзистор работает в *активной области*, где выходной ток (ток коллектора) изменяется вслед за входным током (током базы).

Активная область является основной областью работы полупроводникового триода, если искажения, вносимые схемой, должны быть минимальными.

При большом токе базы, обеспечивающем значительный ток коллектора, напряжение на коллекторном переходе  $u_k = -(E_k - i_k R_k)$  оказывается близким к нулю. В этом случае оба перехода смещаются в пропускном направлении, и рабочая точка выходит в *область насыщения*. После этого увеличение входного тока практически не будет вызывать роста коллекторного тока, который останется равным

$$I_{k.н} = I_{k.маx} = \frac{E_k - u_k}{R_k} \approx \frac{E_k}{R_k}.$$

На рис. 3-24 приведены выходные характеристики транзистора  $i_k = f(u_k)$  при  $i_b = \text{const}$  и нагрузочная прямая  $u_k = -(E_k - i_k R_k)$ . Пересечение нагрузочной прямой с каждой характеристикой определяет режим, соответствующий данному току базы  $i_b$ .

Участок нагрузочной прямой, расположенный ниже характеристики  $i_b = 0$ , соответствует области отсечки, где  $i_k \approx 0$ , а  $U_k \approx E_k$ .

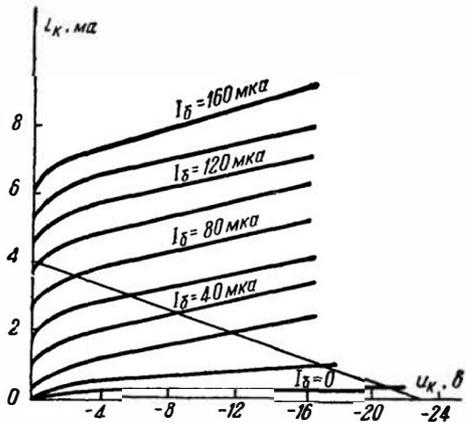


Рис. 3-24. К определению режима работы транзистора

При изменении  $i_6$  в пределах  $0 - 100 \text{ мка}$  работа триода происходит в активной области, где ток коллектора с изменением тока базы изменяется до  $4 \text{ ма}$ .

При  $i_6 > 100 \text{ мка}$  наступает режим насыщения, когда  $u_k \approx 0$ , а  $i_k = I_{k. \text{max}} = 4 \text{ ма}$  и с увеличением тока базы практически не меняется.

### Частотные свойства транзисторов

Большое влияние на работу схем, собранных на полупроводниковых триодах, оказывают частотные свойства самих транзисторов. Так как импульсное напряжение является совокупностью гармоник широкого спектра частот, то эти свойства представляют в данном случае большой интерес.

С увеличением частоты входного сигнала уменьшается коэффициент усиления транзистора, меняется величина входного сопротивления, сильнее проявляется действие внутренних емкостей и т. д.

В этом отношении транзисторы значительно уступают электронным лампам, для которых в весьма широком диапазоне частот крутизна является практически величиной постоянной, а входное сопротивление за счет малой входной емкости (особенно у пентодов) меняется незначительно.

Зависимость параметров транзисторов от частоты обусловлена относительно большим временем движения (пролета) носителей в области базы и действием емкостей, шунтирующих переходы.

С увеличением частоты время движения носителей в базе может оказаться соизмеримым с периодом входного напряжения. В этом случае носители, введенные в большом количестве в базу во время действия максимального значения  $u_{вх}$ , не успевают еще достичь коллекторного перехода, как напряжение на входе существенно уменьшается. В результате от места повышенной концентрации носителей начинается диффузия их не только к коллекторному, но и к эмиттерному переходам — число рекомбинаций носителей в области базы увеличивается и доля эмиттерного тока, попадающего в цепь коллектора, уменьшается.

Повышенная рекомбинация носителей в базе приводит к увеличению базового тока  $I_6$ , который на пути к внешнему зажиму создает на сопротивлении базы  $r_6$  падение напряжения  $I_6 r_6$ , уменьшающее напряжение на эмиттерном переходе:  $U_{эб} = U_{вх} - I_6 r_6$  (рис. 3-23, б), а тем самым и ток коллектора.

Увеличение тока базы происходит и вследствие того, что ток коллектора за счет конечного времени распространения носителей в области базы отстает по фазе от тока эмиттера (рис. 3-25, а). Чем выше частота, тем большую часть периода  $u_{вх}$  составляет это запаздывание, тем больше фазовый сдвиг  $\varphi$  между токами  $I_k$  и  $I_3$ . Так как  $I_6 = I_3 - I_k$ , то с увеличением частоты (и  $\varphi$ ) ток базы возрастает.

Уменьшение тока коллектора с ростом частоты за счет указанных причин приводит к уменьшению коэффициента усиления транзистора по току. Эта зависимость достаточно точно описывается выражением

$$\alpha_{\omega} = \frac{\alpha}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{\alpha}}\right)^2}},$$

где  $\alpha$  — коэффициент усиления на низких частотах в схеме с общей базой;

$f$  — рабочая частота;

$f_{\alpha}$  — предельная частота транзистора, на которой  $\alpha_{\omega}$  уменьшается по сравнению с  $\alpha$  в  $\sqrt{2}$  раз (на 3 дБ).

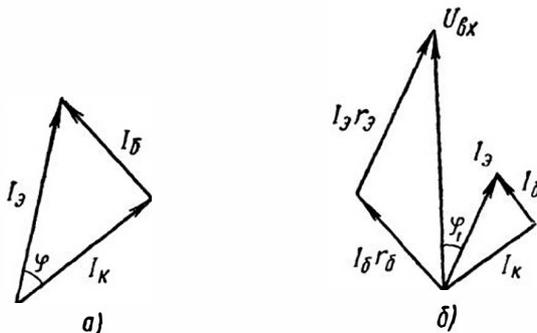


Рис. 3-25. Векторные диаграммы токов и напряжений в транзисторе

Значение предельной частоты  $f_{\alpha}$  возрастает с уменьшением  $\tau$  — времени жизни носителей в базе, введенных эмиттером,

$$f_{\alpha} = \frac{1}{2\pi\tau(1-\alpha)} = \frac{1}{2\pi\tau_{\alpha}},$$

где  $\tau_{\alpha} = \tau(1-\alpha) = \frac{1}{2\pi f_{\alpha}} = \frac{1}{\omega_{\alpha}}$  — постоянная передачи тока базы, характеризующая инерционность транзистора.

Чем скорее проходят дырки базу, тем меньше  $\tau_{\alpha}$  и тем выше предельная частота триода.

Для уменьшения времени движения носителей в базе толщину ее стремятся сделать возможно меньшей. Лучшими в этом отношении являются диффузионные и поверхностно-барьерные германиевые триоды.

При изготовлении диффузионных триодов примеси вводятся в пластинку германия способом диффузии, например, из газовой среды. За счет этого базу удается сделать весьма тонкой (2—3 мк), а предельную частоту довести до 400—600 Мгц.

Способом диффузии изготавливаются так называемые дрейфовые триоды, в базе которых примеси распределены неравномерно. При этом в базе создается электрическое поле — носители перемещаются не только за счет диффузии, но и за счет дрейфа в этом поле, и скорость пролета базы возрастает.

В поверхностно-барьерных транзисторах электронно-дырочные переходы (потенциальные барьеры) создаются вблизи от поверхности, в лунках, вытравленных по обе стороны тонкой пластинки германия. При этом толщина базы получается порядка 2,5—5 мк, а  $f_a$  составляет 70—100 Мгц.

Помимо толщины базы, на предельную частоту влияет и подвижность носителей. Так как у кремния она меньше, чем у германия, то кремниевые триоды в отношении предельной частоты значительно уступают германиевым.

В схеме с общим эмиттером входным током является ток базы. Поэтому увеличение его непосредственно влияет на коэффициент усиления по току  $\beta = \frac{I_k}{I_b}$ , который падает с ростом частоты значительно быстрее, чем коэффициент  $\alpha$  в схеме с общей базой.

Для схемы с общим эмиттером справедливы выражения, аналогичные подобным для схемы с общей базой:

$$\beta_{\omega} = \frac{\beta}{\sqrt{1 + \frac{f}{f_{\beta}}}} \quad \text{и} \quad \tau_{\beta} = \frac{1}{2\pi f_{\beta}} = \frac{1}{\omega_{\beta}},$$

где  $\beta$  — коэффициент усиления на низких частотах в схеме с общим эмиттером.

Предельная частота для диффузионных и дрейфовых триодов соответственно равна:

$$f_{\beta} \approx \frac{f_a}{1,1(\beta + 1)} \quad \text{и} \quad f_{\beta} \approx \frac{f_a}{(1,81 + 1,96)(\beta + 1)},$$

т. е. значительно меньше, чем  $f_a$  в схеме с общей базой.

За счет этого уменьшение в одинаковое число раз коэффициента усиления по току происходит в схеме с общим эмиттером на значительно меньшей частоте, чем в схеме с общей базой. Это является недостатком схемы с общим эмиттером.

Выражения  $\alpha_{\omega}$  и  $\beta_{\omega}$  обеспечивают достаточную точность до частот, превышающих  $f_a$  ( $f_{\beta}$ ) не более, чем в 3—5 раз. При больших частотах результаты расчета по этим формулам начинают значительно расходиться с экспериментом.

Рассмотрим теперь влияние частоты на величину и характер входного сопротивления триода.

Учитывая, что  $U_{вх} = I_6 r_6 + I_3 r_3$  (рис. 3-23, б), можно начертить векторную диаграмму, изображенную на рис. 3-25, б. Из этой диаграммы следует, что ток  $I_3$  отстает на угол  $\varphi_1$  от напряжения  $U_{вх}$ , а ток  $I_6$  опережает  $U_{вх}$ . Поэтому в схе-

ме с общим эмиттером, где  $I_b$  является входным током, входное сопротивление имеет емкостную составляющую и, следовательно, уменьшается с частотой.

Перейдем к учету влияния внутренних емкостей транзистора.

Неподвижные заряды противоположных знаков, имеющиеся на границе  $p$  и  $n$  областей транзистора, составляют своеобразные обкладки заряженного конденсатора, а запирающий слой между ними играет роль диэлектрика. Поэтому  $p$ - $n$ -переходам свойственны емкости, называемые барьерными. Величина их зависит от напряжения, приложенного к переходу. Чем больше напряжение, смещающее переход в запирающем направлении, тем шире запирающий слой, тем больше расстояние между «обкладками» такого конденсатора и тем меньше барьерная емкость.

Наряду с барьерной емкостью существует диффузионная емкость базы. Она обусловлена наличием элементарных заряженных «конденсаторов», каждый из которых образован дыркой, внедренной из эмиттера в базу, и электроном, имеющимся в базе. Такие «конденсаторы» рассредоточены по всему объему базы, но количество их убывает в направлении к коллекторному переходу, где число их равно нулю. Суммарная емкость этих «конденсаторов» и составляет диффузионную емкость базы  $C_d$ .

При увеличении тока через эмиттерный переход количество элементарных «конденсаторов» в базе и диффузионная емкость возрастают.

Влияние диффузионной емкости на работу транзистора можно учесть, шунтируя эмиттерный и коллекторный переходы диффузионными емкостями  $C_{дэ}$  и  $C_{дк}$ . Таким образом, в емкости переходов  $C_э$  и  $C_к$  составной частью входит и диффузионная емкость.

Влияние емкостей  $C_э$  и  $C_к$  на свойства триода все сильнее ощущается с ростом частоты, когда уменьшающееся емкостное сопротивление перехода становится соизмеримым с его активным сопротивлением. Так как  $r_к \gg r_э$ , то коллекторная емкость  $C_к$  начинает сказываться на более низких частотах, чем емкость эмиттерного перехода  $C_э$ . Это дает основание во многих случаях считаться только с емкостью  $C_к$ .

Все указанное выше приводит к необходимости изменить эквивалентную схему триода, изображенную на рис. 3-23, б, введением в нее генератора тока с частотно зависимым коэффициентом усиления  $\beta_\omega$  и емкости  $C_к$  (рис. 3-26).

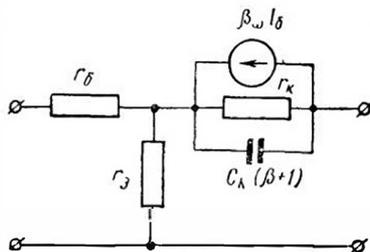


Рис 3-26. Эквивалентная схема транзистора на высоких частотах

В этой схеме емкость, шунтирующая коллекторный переход, равна  $C_k (\beta + 1)$ , т. е. больше чем в схеме с общей базой. Это объясняется тем, что в данном случае выходное сопротивление уменьшается в  $\beta + 1$  раз больше по сравнению со схемой с общей базой, что равносильно увеличению  $C_k$  в то же число раз.

Значения некоторых параметров триодов, используемых в импульсных усилителях, приведены в табл. 3-2.

Таблица 3-2  
Типовые значения параметров высокочастотных транзисторов

Тип триодов	$\beta$	$r_b$ ом	$C_k$ , пф	$f_a$ , Мгц	$f_\beta$ , Мгц	$\tau_\beta$ , мксек	Предельно допустимые режимы			
							$U_{к э.}$ , в	$I_{к.}$ ма	$I_{к0.}$ ма	$P_{к.}$ макс, мвт
П401	57	200	15	45	0,4	0,4	10	10	10	100
П402	57	100	10	80	0,7	0,227	10	10	5	100
П403	24	50	10	110	2,2	0,072	10	10	5	100
П403А	116	50	10	110	0,47	0,338	10	10	5	100
П406	19	125	20	10	0,414	0,384	5	5	6	30
П407	19	150	20	20	0,828	0,192	5	5	6	30
П408	66	100	12	12	0,148	1,08	6	5	6	30
П409	99	130	12	25	0,205	0,766	6	5	6	30
П410	64	100	3	280	2,15	0,074	6	20	2	100
П410А	175	100	3	280	0,8	0,198	6	20	2	100
П411	64	75	3	900	6,97	0,023	6	20	2	100
П411А	175	75	3	900	2,56	0,062	6	20	2	100

### Импульсные свойства транзисторов

Качественная картина искажения импульса нагляднее выявляется из рассмотрения импульсного режима работы полупроводникового триода, хотя частотные и импульсные свойства транзисторов обусловлены одинаковыми причинами. Основной из них является относительно большое время пролета носителями базового слоя. При этом степень искажения импульса существенно зависит от величины входного сигнала.

Рассмотрим здесь режим малых сигналов, когда работа триода происходит только в активной области.

С момента подачи входного импульса начинается переход дырок из эмиттера в базу. Если бы траектории и скорости всех дырок в базовом слое были одинаковыми, то они одновременно достигли бы коллекторного перехода и на нагрузке с некоторым запаздыванием, составляющим обычно 0,15—0,20 мксек, появился бы импульс, в точности повторяющий форму входного импульса.

Однако траектории дырок и скорости их перемещения в базе различны. Поэтому дырки, одновременно введенные эмиттером в базу, достигают коллекторного перехода в разное время, благо-

даря чему наряду с задержкой появления выходного импульса наблюдается постепенное нарастание его фронта.

Если время пролета дырок через базу соизмеримо с длительностью входного импульса, то часть дырок, дополнительно рекомбинируя с электронами базы (аналогично тому, как при наличии высокочастотного сигнала), не достигает коллекторного перехода, и амплитуда импульса на выходе снижается.

Чем больше предельная частота транзистора  $f_a$  ( $f_\beta$ ), т. е. чем меньше время диффузии дырок через базовый слой, тем меньше длительность нарастания импульса  $t_n$  (рис. 3-27) и время его задержки.

Уменьшение  $t_n$  и задержки происходит и при увеличении амплитуды входного импульса. Это объясняется тем, что скорость диффузии дырок пропорциональна их плотности, которая возрастает с увеличением импульса на входе.

При больших сигналах транзистор работает в режиме ключа, переходя из запертого состояния в открытое и обратно.

Ключевой режим работы транзистора будет рассмотрен в § 3-5.

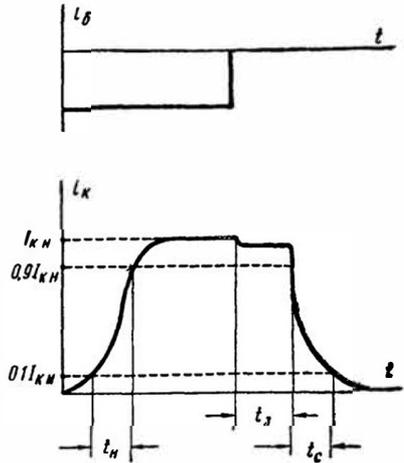


Рис 3-27 К импульсному режиму работы транзистора

### Особенности импульсных усилителей на транзисторах

По сравнению с ламповыми усилителями усилители на полупроводниковых триодах отличаются особенностями, связанными со свойствами самого триода.

К ним относятся малое входное сопротивление транзистора, нагружающее источник входного сигнала и затрудняющее согласование каскадов в многокаскадном усилителе, большой разброс параметров и сильная зависимость их от температуры и режима работы, наличие внутренних обратных связей между выходной и входной цепями, инерционность носителей зарядов в транзисторе и малый разброс их характеристик.

Одной из первых задач при расчете усилителя является правильный выбор исходной рабочей точки. Выбор ее производится по выходным характеристикам триода с максимальным удовлетворением требований к проектируемому усилителю. Часто выбор положения исходной рабочей точки определяется желанием иметь

минимальные нелинейные искажения при заданной амплитуде входного тока.

Если в ламповой схеме исходный режим обеспечивается напряжением на управляющей сетке  $U_{с0}$ , то в транзисторном каскаде он задается током базы  $I_{б0}$ .

Необходимый ток  $I_{б0}$  можно получить включением в цепь базы сопротивления  $R_б$  (рис. 3-23, а). Так как напряжение на открытом эмиттерном переходе  $U_{э,б} \ll E_k$ , то считают, что это сопротивление находится под напряжением  $E_k$ . Тогда требуемая величина  $R_б$  находится из выражения

$$R_б = \frac{E_k}{I_{б0}}$$

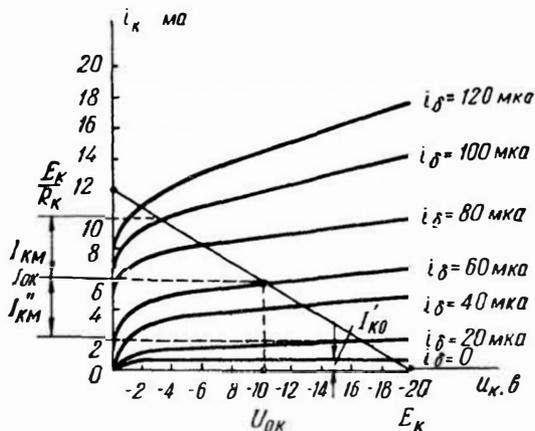


Рис. 3-28. Выходные характеристики каскада с общим эмиттером

от 2 до 10  $ма$ , а напряжение на коллекторе  $u_k$  от 16 до 4  $в$  без заметных искажений ( $I'_{к.м} \approx I''_{к.м}$ ).

Неуправляемая составляющая тока коллектора  $I_{к0}$  создает напряжение на нагрузке  $R_k$ , за счет чего уменьшается напряжение на коллекторе и при увеличении температуры (и  $I_{к0}$ ) происходит смещение рабочей точки вверх по нагрузочной прямой. Это особенно относится к схеме с общим эмиттером, в которой ток  $I'_{к0} = I_{к0}(\beta + 1)$ . Указанное обстоятельство может привести к появлению больших нелинейных искажений.

Для обеспечения устойчивости режима в транзисторных каскадах предусматривается температурная стабилизация (рис. 3-29).

В схеме, изображенной на рис. 3-29, а, увеличение тока коллектора за счет  $I'_{к0}$  приводит к увеличению напряжения на сопротивлении  $R_э$  в цепи эмиттера, т. е. к увеличению отрицательного потенциала эмиттера относительно корпуса. В результате разность по-

\* В отличие от начального тока коллектора  $I_{к0}$  постоянная составляющая коллекторного тока обозначена  $I_{ок}$ .

тенциалов, под которой находится сопротивление  $R_6$ , уменьшается и ток базы  $I_6$  становится меньше. Вместе с ним уменьшается ток коллектора, что до некоторой степени компенсирует уход рабочей точки. За счет сопротивления  $R_3$  в схеме имеется последовательная отрицательная обратная связь по постоянному току, что обуславливает название схемы. Во избежание отрицательной обратной связи по переменному току и связанного с этим уменьшения усиления каскада сопротивление  $R_3$  шунтируется конденсатором  $C_3$ .

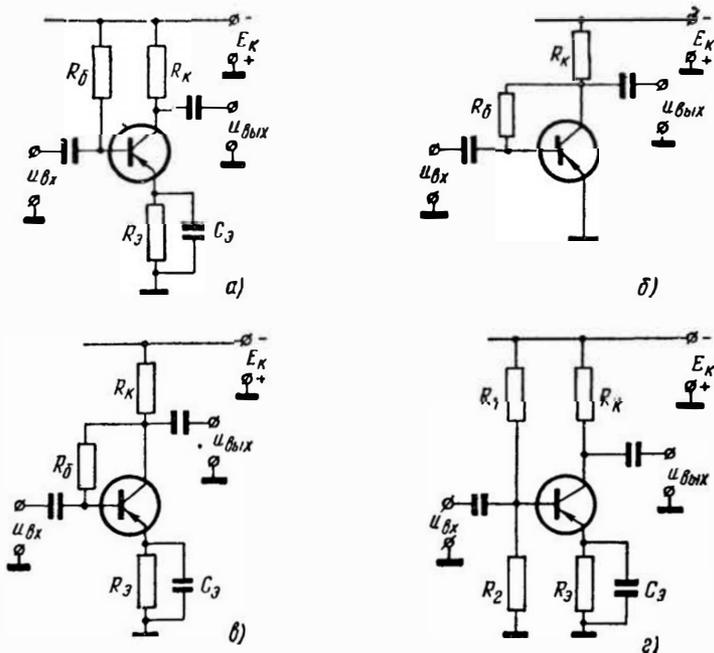


Рис. 3-29. Схемы усилителей с температурной стабилизацией рабочей точки

В схеме на рис. 3-29, б имеется параллельная отрицательная обратная связь коллектора с базой через сопротивление  $R_6$ . При уменьшении напряжения на коллекторе за счет увеличения тока  $I_{к0}$  напряжение, под которым работает  $R_6$ , уменьшается — ток базы становится меньше и происходит компенсация возросшего тока коллектора. Вместе с обратной связью по постоянному току в этой схеме имеется обратная связь и по переменному току, благодаря чему усиление каскада уменьшается.

Комбинированная (последовательно-параллельная) обратная связь осуществлена в схеме, изображенной на рис. 3-29, в.

Наибольшее распространение (по сравнению с рассмотренными схемами) имеет схема на рис. 3-29, г, в которой необходимый

ток базы обеспечивается соответствующим выбором сопротивлений делителя  $R_1$  и  $R_2$ .

Ток делителя выбирается равным

$$I_d = (2 \div 5) I_{60}.$$

Сопротивление  $R_1$  находится под напряжением  $E_k - U_{6.э} - U_э$ , где  $U_э$  — напряжение на сопротивлении  $R_э$ , а  $U_{6.э}$  — напряжение между базой и эмиттером, не принимаемое часто в расчет. Напряжение на сопротивлении  $R_2$  равно  $U_э + U_{6.э}$ .

Так как через  $R_1$  проходит ток  $I_d + I_{60}$ , а через  $R_2$  — ток  $I_d$ , то значения этих сопротивлений находятся из выражений:

$$R_1 = \frac{E_k - U_{6.э} - U_э}{I_d + I_{60}} \quad \text{и} \quad R_2 = \frac{U_э + U_{6.э}}{I_d}.$$

Стабильность режима полупроводникового триода характеризует коэффициент стабилизации

$$S = \frac{\Delta I_{ок}}{\Delta I_{к0}},$$

который показывает, во сколько раз при изменении температуры изменение тока коллектора  $I_{ок}$ , включающего в себя и неуправляемый ток  $I_{к0}$ , превышает изменение неуправляемого тока. Отсюда, чем лучше температурная стабильность схемы, тем меньше коэффициент  $S$ , который не может быть меньше единицы.

Для наиболее распространенной схемы (рис. 3-29, з)

$$S = \frac{R_э + R'}{R_э + R'(1 - \alpha)},$$

где

$$R' = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}.$$

Стабильность этой схемы повышается за счет увеличения  $R_э$  и уменьшения  $R'$ , что вызывает, однако, повышенный расход энергии источника питания. Часто напряжение  $U_э$  выбирается в пределах  $U_э = (0,15 - 0,2) E_k$ , откуда

$$R_э = \frac{(0,15 \div 0,2) E_k}{I_{э0}} \approx \frac{(0,15 \div 0,2) E_k}{I_{ок}}.$$

Существенное отличие полупроводникового усилителя от усилителя, собранного на электронной лампе, заключается в различной зависимости крутизны нарастания фронта выходного импульса от величины сопротивления нагрузки.

В ламповых усилителях, уменьшая сопротивление нагрузки, можно, жертвуя усилением, беспредельно уменьшать время нарастания, добавляемое каскадом.

В полупроводниковых усилителях с уменьшением  $R_k$  длительность фронта уменьшается медленнее, чем усиление и за счет инер-

ционности самого триода принципиально не может быть сведена к нулю. Поэтому по сравнению с ламповым каскадом, где  $t_n = 2,2C_n R_s$ , время нарастания импульса, добавляемое транзисторным усилителем, оказывается больше:

$$t_n = 2,2 \left\{ R_k C_n + [R_k C_k (\beta + 1) + \tau_\beta] \frac{R_r \nleftrightarrow r_6}{R_r \nleftrightarrow R_{вх. тр}} \right\}, \quad (3-45)$$

где  $C_n$  — емкость, шунтирующая нагрузку  $R_k$ ;

$R_{вх. тр}$  — входное сопротивление транзистора.

$R_r$  — сопротивление эквивалентного генератора, измеренное со стороны входных зажимов транзистора (для схемы на рис. 3-29,  $z$  составляется параллельным соединением  $R_1, R_2$  и выходным сопротивлением предыдущего каскада).

Из эквивалентной схемы (рис. 3-23, б), имея в виду, что последовательно с  $r_s$  включено сопротивление температурной стабилизации  $R_s$ , следует:

$$U_{вх} = I_6 r_6 + I_s (r_s + R_s) = I_6 [r_6 + (\beta + 1) (r_s + R_s)],$$

откуда

$$R_{вх. тр} = \frac{U_{вх}}{I_{вх}} = \frac{U_{вх}}{I_6} = r_6 + (\beta + 1) (r_s + R_s).$$

Выражение (3-45) показывает, что длительность фронта уменьшается с увеличением предельной частоты транзистора  $f_\beta$  ( $\tau_\beta = \frac{1}{2\pi f_\beta}$ ) и с уменьшением внутреннего сопротивления источника входного сигнала  $R_r$ .

Для сокращения записи обозначим  $\frac{R_r \nleftrightarrow R_{вх. тр}}{R_r \nleftrightarrow r_6} = a$ , тогда формула (3-45) запишется в виде

$$t_n = 2,2 \left[ R_k C_n + \frac{R_k C_k (\beta + 1) + \tau_\beta}{a} \right].$$

Выражение  $R_k [aC_n + C_k (\beta + 1)] = \tau_{н.к}$ , составляющее часть этой формулы, является постоянной времени, характеризующей искажения в цепи коллектора некорректированного каскада. Имея в виду последнее обозначение, запишем:

$$t_n = 2,2 \frac{\tau_{н.к} + \tau_\beta}{a} = \frac{\tau_{н.к} (1 \nleftrightarrow q)}{a},$$

где  $q = \frac{\tau_\beta}{\tau_{н.к}}$  — коэффициент относительной инерционности транзистора, показывающий, во сколько раз искажения, обусловленные инерционностью транзистора, превышают искажения в цепи коллектора.

Пользуясь выражением (3-45), можно по параметрам триода, источника сигнала и заданной длительности фронта определить предельную величину  $R_k$ , а затем коэффициент усиления

$$K_u = \frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{вх}}} = \frac{I_k R_k}{I_b R_{\text{вх.тр}}} = \beta \frac{R_k}{R_{\text{вх.тр}}}$$

Худшие (по сравнению с лампами) частотные свойства транзисторов приводят к необходимости почти всегда использовать в импульсных усилителях высокочастотную коррекцию.

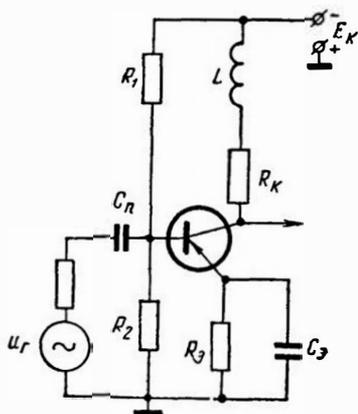


Рис 3-30. Транзисторный усилитель с индуктивной коррекцией

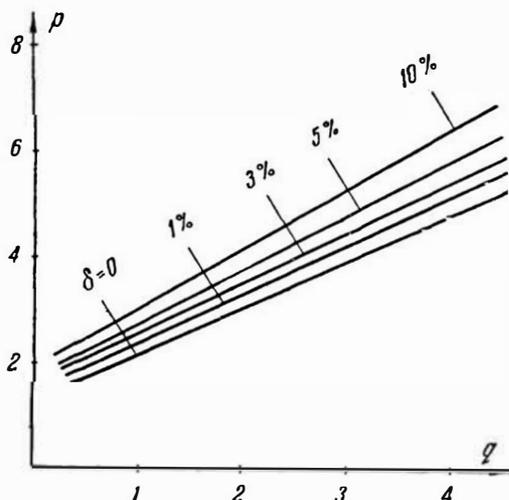


Рис. 3-31. Кривые для определения выигрыша при индуктивной коррекции

Наиболее простыми и широко применяемыми схемами коррекции такого вида являются эмиттерная схема и параллельная схема индуктивной коррекции в цепи коллектора.

Схема транзисторного усилителя с параллельной *индуктивной коррекцией* приведена на рис. 3-30. Действие корректирующей индуктивности  $L$  в ламповом и полупроводниковом каскадах совершенно аналогично.

Эффективность коррекции — получаемый выигрыш зависит от допустимой величины выброса  $\delta$  (так же, как и в ламповой схеме) и от коэффициента относительной инерционности транзистора  $q$ .

Величина выигрыша определяется по кривым, приведенным на рис. 3-31, в соответствии с известными значениями  $\delta$  и  $q$ . Величина корректирующей индуктивности определяется по формуле, которая аналогична формуле (3-15) для лампового усилителя:

$$L = m R_k^2 \frac{C_k'(\beta + 1)}{a},$$

где  $m$  — параметр коррекции, который находится по кривым, изображенным на рис. 3-32, в соответствии с допустимым значением выброса  $\delta$  и коэффициентом относительной инерционности  $q$ .

При наличии коррекции время нарастания выходного импульса в  $p$  раз меньше, чем в некорректированном усилителе:

$$t_n = \frac{2,2}{p} \left[ R_k C_n + \frac{R_k C_k (\beta + 1) + \tau_\beta}{a} \right]$$

Эмиттерная схема коррекции (рис. 3-33) аналогична катодной коррекции в ламповом усилителе. По сравнению с индуктивной коррекцией она обеспечивает более устойчивую работу каскада из-за отсутствия индуктивности и лучшую стабильность режима

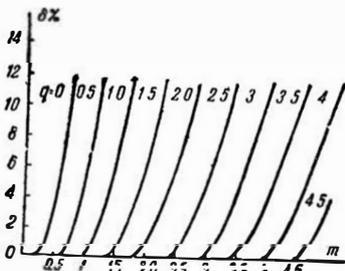


Рис. 3-32 Кривые для определения параметра индуктивной коррекции

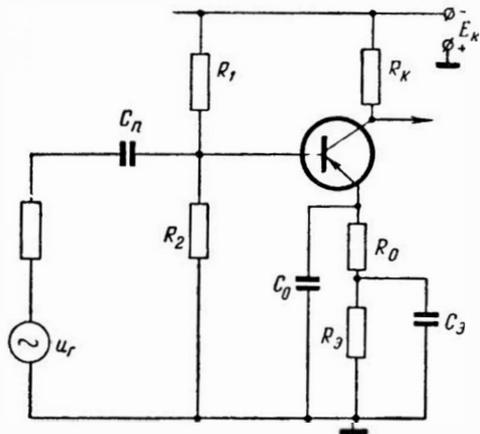


Рис. 3-33. Транзисторный усилитель с эмиттерной коррекцией

при изменении питающего напряжения и при смене транзисторов (подобно ламповому каскаду с отрицательной обратной связью). Недостатком ее является меньший выигрыш в добротности. Сама коррекция обеспечивается элементами  $R_0$ ,  $C_0$  и принцип действия ее в транзисторном и ламповом каскадах одинаков. Максимальный выигрыш составляет 1,7, т. е. приближается к выигрышу в ламповом каскаде с параллельной анодной коррекцией. При наличии выигрыша в добротности импульс на выходе усилителя имеет выброс.

Искажения плоской вершины импульса в транзисторном усилителе, изображенном на рис. 3-30, при отсутствии  $C_3$  обусловлены, как и в ламповом каскаде, переходным конденсатором  $C_n$ .

Постоянная времени переходной цепи

$$\tau_n = C_n (R'_{вх 2} + R_{вых 1}),$$

где  $R_{вых 1}$  — выходное сопротивление предыдущего каскада, равное практически сопротивлению коллекторной нагрузки  $R_k$ ;

$R_{вх 2}$  — эквивалентное входное сопротивление данного каскада переменному току.

В данном случае оно составляется параллельным соединением  $R_1$ ,  $R_2$  и входным сопротивлением самого транзистора с учетом наличия в цепи эмиттера сопротивления  $R_3$ ,

$$R'_{вх 2} = \frac{R' R_{вх. тр}}{R' + R_{вх. тр}},$$

где

$$R' = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}, \text{ а } R_{вх. тр} = r_б + (r_э + R_3) (\beta + 1).$$

В отличие от ламповых каскадов, где обычно  $R_{вх 2} \gg R_{вых 1}$ , так что последним можно пренебречь, в транзисторных усилителях следует учитывать то и другое сопротивление.

Также, как и в схеме лампового усилителя,  $\lambda = \frac{t_{и}}{\tau_{п}}$ , откуда емкость  $C_{п}$  выбирается из условия:

$$C_{п} = \frac{t_{и}}{\lambda (R'_{вх 2} + R_{вых 1})}.$$

Уменьшение искажений плоской вершины импульса, так же как и в ламповом усилителе, производится с помощью фильтра  $C_{ф} - R_{ф}$ .

Аналогично ламповому каскаду условие коррекции (применительно к введенным обозначениям) имеет вид

$$C_{ф} R_{к} = C_{п} (R'_{вх 2} + R_{вых 1}),$$

отсюда

$$C_{ф} = \frac{C_{п} (R'_{вх 2} + R_{вых 1})}{R_{к}}.$$

### § 3-5. КЛЮЧЕВОЙ РЕЖИМ ЛАМП И ТРАНЗИСТОРОВ

Рассмотрим случай, когда напряжение на сетке изменяется скачком так, что лампа мгновенно переходит из запертого состояния в открытое ( $u_c = 0$ ), и наоборот. Такой режим, часто встречающийся в импульсных схемах, носит название **к л ю ч е в о г о р е ж и м а ( р е ж и м а « о т к р ы т о - з а п е р т о » )**.

Безынерционность лампы приводит к тому, что в этом режиме анодный ток изменяется скачкообразно. Что касается потенциала анода, то из-за наличия паразитной емкости  $C_0$  он не может измениться мгновенно.

Влияние  $C_0$  оказывается различным при запирании и отпирании лампы.

Рассмотрим вначале запирание лампы, т. е. формирование переднего фронта положительного импульса. После запирания лампы емкость  $C_0$  заряжается от источника  $E_a$  через сопротив-

ление  $R_a$  и напряжение на ней экспоненциально возрастает (с постоянной времени  $\tau_H = C_0 R_a$ ) на величину  $U_m$  от  $u_a = U_{a0} = E_a - U_m$  до  $u_a = E_a$ :

$$u = U_{a0} + U_m \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_H}} \right).$$

Начальный ток заряда этой емкости

$$i'_0 = C_0 \left( \frac{du}{dt} \right)_{t=0} = C_0 U_m \left( \frac{e^{-\frac{t}{\tau_H}}}{\tau_H} \right)_{t=0} = C_0 \frac{U_m}{\tau_H}. \quad (3-46)$$

Имея в виду, что  $\tau_H = \frac{t_H}{2,2}$ , получим

$$i'_0 = 2,2 C_0 \frac{U_m}{t_H}.$$

В данном случае, когда лампа переходит от открытого состояния ( $i_a = I_{a0}$ ) к запертому ( $i_a = 0$ ),

$$U_m = \Delta U = \Delta I_a R_a = I_{a0} R_a.$$

Подставляя значения  $U_m$  и  $\tau_H$  в выражение (3-46), имеем

$$i'_0 = C_0 \frac{I_{a0} R_a}{C_0 R_a} = I_{a0},$$

т. е. начальный ток заряда емкости  $C_0$  равен току  $I_{a0}$ , проходящему через лампу перед ее запирающим.

Этот вывод можно сделать из чисто физических соображений. После запираения лампы емкость  $C_0$  дозарядается на величину  $\Delta U = I_{a0} R_a$  и в первый момент для тока заряда является короткозамкнутым участком. Поэтому  $R_a$  представляет единственное сопротивление в цепи заряда

$$i'_0 = \frac{\Delta U_a}{R_a} = I_{a0}.$$

Следовательно, для обеспечения заданных  $t_H$  и  $U_m$  анодный ток открытой лампы (при  $u_a = E_a - U_m$  и  $u_c = 0$ ) должен иметь величину

$$I_{a0} \geq 2,2 C_0 \frac{U_m}{t_H}. \quad (3-47)$$

Выполнение этого условия проверяется по характеристикам выбранной лампы (рис. 3-34).

Рассмотрим теперь отпирание лампы, после чего формируется срез положительного импульса. В этом случае напряжение на емкости  $C_0$  экспоненциально уменьшается (с постоянной времени  $\tau_c = C_0 \frac{R_b R_i}{R_a + R_i}$ ) на величину  $U_m$  от  $u_a = E_a$  до  $u_a = U_{a0} = E_a - U_m$ :

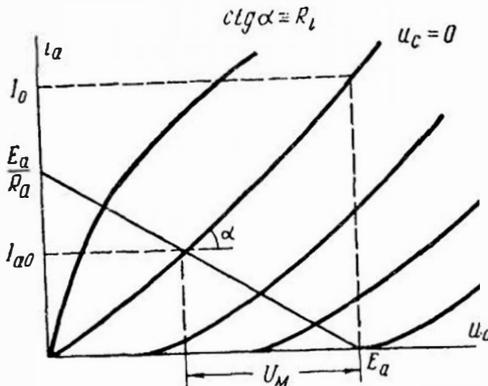
$$u = U_{a0} + U_m e^{-\frac{t}{\tau_c}},$$

Отсюда, произведя действия, аналогичные приведенным выше, легко получить начальный ток разряда емкости  $C_0$ :

$$i_0 = 2,2 C_0 \frac{U_M}{t_c},$$

где  $t_c = 2,2 \tau_c$  — длительность среза импульса.

Сразу после отпирания лампы напряжение на емкости  $C_0$  не может измениться мгновенно и потенциал анода остается равным  $E_a$ . Поэтому в первый момент ток через сопротивление  $R_a$  не проходит (оно находится под нулевым напряжением), и ток разряда емкости  $C_0$  замыкается через лампу. Следовательно, начальный ток разряда равен начальному току  $I_0$  открывшейся лампы



Таким образом, для обеспечения заданных  $t_{cp}$  и  $U_M$  ток  $I_0$  (при  $u_a = E_a$  и  $u_c = 0$ ) должен удовлетворять неравенству

Рис. 3-34. К определению начальных токов заряда и разряда емкости

$$I_0 \geq 2,2 C_0 \frac{U_M}{t_c}. \quad (3-48)$$

Выполнение этого условия проверяется по характеристикам выбранной лампы (рис. 3-34).

Совершенно очевидно, что постоянные времени анодной цепи  $\tau_n$  и  $\tau_c$ , выраженные в предыдущих формулах через токи  $i'_0 = I_{a0}$  и  $i''_0 = I_0$ , записываются в более привычной форме через сопротивления. Действительно, при формировании переднего фронта положительного импульса, когда лампа заперта,

$$\tau_n = \frac{C_0 U_M}{I_{a0}} = \frac{C_0 I_{a0} R_a}{I_{a0}} = C_0 R_a.$$

Формирование среза импульса происходит после отпирания лампы в соответствии с постоянной времени:

$$\tau_c = \frac{C_0 U_M}{I_0} = \frac{C_0 I_{a0} R_a}{I_0}.$$

Как следует из рис. 3-34,

$$I_0 = I_{a0} + U_M \operatorname{tg} \alpha = I_{a0} + \frac{U_M}{R_l}.$$

Преобразуя это равенство, получим

$$I_0 = I_{a0} + \frac{U_M}{R_l} = I_{a0} + \frac{I_{a0} R_a}{R_l} = I_{a0} \frac{R_l + R_a}{R_l}.$$

Поэтому

$$\tau_c = \frac{C_0 I_{a0} R_a}{I_0} = C_0 \frac{R_a R_l}{R_l + R_a}.$$

Рассмотрим теперь ключевой режим транзистора. Также как и лампа, в этом режиме транзистор работает при больших сигналах. При подаче отрицательного входного импульса ток коллектора возрастает и рабочая точка перемещается в область насыщения. После этого, несмотря на увеличение входного тока, и во время действия плоской вершины входного импульса ток  $i_k = I_{кн} = \frac{E_k}{R_k}$  и остается практически неизменным. Для того чтобы обеспечить режим насыщения, необходимо иметь ток базы  $I_{бн} \geq \frac{I_{кн}}{\beta}$ .

Так как  $I_{кн}$  ограничен сопротивлением нагрузки, то концентрация дырок в базе постепенно нарастает. Поэтому после прекращения действия входного импульса ток коллектора некоторое время сохраняется почти прежним (рис. 3-27), так как дырки, накопившиеся в базе, продолжают двигаться к коллекторному переходу. По мере рассасывания дырок концентрация их у этого перехода уменьшается и в момент, когда плотность дырок около перехода становится близкой к нулю, сопротивление его резко возрастает — усилительные свойства транзистора восстанавливаются и начинается спад коллекторного тока, т. е. формирование заднего фронта выходного импульса.

При подаче на базу большого положительного импульса транзистор переходит в область отсечки, где  $i_k \approx 0$  и  $u_k \approx E_k$ .

При этом по цепи база — коллектор —  $R_k$  протекает управляемый ток  $I_{к0}$ . Поэтому внешнее напряжение, которое обеспечивает режим отсечки, должно составлять

$$U_{отс} = I_{к0} R_r + U_0,$$

где  $R_r$  — сопротивление генератора, управляющего транзистором;

$U_0 \approx 0,05 \div 0,1$  в — напряжение на эмиттерном переходе, при котором происходит отсечка.

Ключевой режим транзистора обладает рядом особенностей, связанных с инерционностью самого триода, которая практически отсутствует у электронных ламп. Если даже пренебречь емкостями, шунтирующими нагрузку, и считать, что входной импульс является идеально прямоугольным, то и в этом случае (в отличие от лампового каскада) напряжение на выходе транзисторной схемы не изменится скачком.

Так, при сделанных предположениях, ток коллектора до режима насыщения экспоненциально нарастает с постоянной времени  $\tau_\beta = \frac{1}{\omega_\beta}$ :

$$i_k = \beta I_0 \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_\beta}} \right),$$

где  $\beta I_0$  — максимальный ток коллектора в отсутствие насыщения.

Отсюда легко определяется время вхождения транзистора в область насыщения, т.е. примерная длительность переднего фронта импульса (рис. 3-27), когда  $i_k = I_{к.н.}$ ,

$$t_n = 2,3 \tau_\beta \lg \frac{\beta I_0}{\beta I_0 - I_{к.н.}}. \quad (3-49)$$

Рассасывание носителей из области базы после того, как входной ток становится равным нулю, происходит тоже экспоненциально, так что время запаздывания заднего фронта  $t_3$  (рис. 3-27) приближенно оценивается с помощью выражения

$$t_3 \approx 2,3 \tau_\beta \lg \frac{\beta I_0}{I_{к.н.}}. \quad (3-50)$$

Длительность заднего фронта

$$t_{cp} \approx (3 \div 5) \tau_\beta. \quad (3-51)$$

Приведенные выражения показывают, что  $t_n$ ,  $t_3$  и  $t_{cp}$  уменьшаются с уменьшением инерционности транзистора  $\tau_\beta$ ; кроме этого, стремление уменьшить  $t_n$  приводит к необходимости иметь значительный ток базы, а уменьшение  $t_3$  предъясняет обратное требование. Последнее объясняется тем, что с уменьшением  $\frac{\beta I_0}{I_{к.н.}}$  уменьшается концентрация носителей в базе и поэтому сокращается время их рассасывания.

### § 3-6. РАСЧЕТ ИМПУЛЬСНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

#### Расчет некорректированного лампового усилителя (рис. 3-1)

Произведем расчет усилителя по следующим данным: амплитуда входного импульса  $U_{м.вх} = 1$  в; амплитуда выходного импульса  $U_{м.вых} = 30$  в; длительность импульса  $t_n = 80$  мксек; длительность фронта входного импульса  $t_{ф.вх} = 0,35$  мксек; длительность фронта выходного импульса  $t_{ф.вых} = 0,4$  мксек; относительный спад плоской вершины  $\lambda = 4\%$ . Входные импульсы двуполярные. Считать, что последующий каскад собирается на лампе, однотипной лампе данного каскада.

1. Определяем коэффициент усиления каскада

$$K = \frac{U_{м. вых}}{U_{м. вх}} = \frac{30}{1} = 30.$$

2. Находим время нарастания импульса, добавляемое усилителем

$$t_n = \sqrt{t_{ф. вых}^2 - t_{ф. вх}^2} = \sqrt{0,4^2 - 0,35^2} \approx 0,2 \text{ мксек.}$$

3. По найденным значениям  $K$  и  $t_n$  находим площадь усиления каскада:

$$\Pi = 2,2 \frac{K}{t_n} = 2,2 \cdot \frac{30}{0,2 \cdot 10^{-6}} = 3,3 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}.$$

4. По найденному значению  $\Pi$ , пользуясь табл. 3-1, выбираем лампу 6Ж1П ( $\Pi_d = 3,51 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$ ,  $S = 5,2 \text{ ма/в}$ ,  $I_{a0} = 7,5 \text{ ма}$ ,  $C_0 = 14,8 \text{ нф}$ ).

5. Определяем величину сопротивления анодной нагрузки

$$R_a = \frac{t_n}{2,2 C_0} = \frac{0,2 \cdot 10^{-6}}{2,2 \cdot 14,8 \cdot 10^{-12}} \approx 6,13 \text{ ком.}$$

Мощность, рассеиваемая на этом сопротивлении,

$$P = I_{a0}^2 R_a = (7,5 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 6,2 \cdot 10^3 = 0,32 \text{ вт.}$$

Выбираем по ГОСТу  $R_a = 6,2 \text{ ком}$ ,  $P = 0,5 \text{ вт}$ .

6. Проверяем соответствие выбранной лампы условию (3-4).

При этом во избежание захода на участок анодно-сеточной характеристики с малой крутизной во время действия отрицательного входного импульса потребуем, чтобы анодный ток уменьшался не более, чем до  $0,2 I_{a0}$ . Тогда условие (3-4) запишется в виде  $0,8 I_{a0} R_a \geq U_{м. вых}$ , откуда

$$I_{a0} \geq \frac{U_{м. вых}}{0,8 R_a}; \quad I_{a0} \geq \frac{30}{0,8 \cdot 6,2 \cdot 10^3} \approx 6,0 \text{ ма.}$$

Во время действия положительного входного импульса тот же перепад тока должен иметь место без сеточных токов.

Выбранная лампа удовлетворяет этим условиям.

7. Распределим общий спад плоской вершины  $\lambda$  между цепями каскада так, чтобы величины емкостей  $C_a$ ,  $C_k$  и  $C_c$  не получились чрезмерно большими. Выберем  $\lambda_a = 2\%$ ,  $\lambda_k = 1\%$ ,  $\lambda_c = 1\%$ . Тогда в соответствии с выражениями (3-6)–(3-8), принямая сопротивление утечки следующей лампы  $R_c = 0,5 \text{ Мом}$ , имеем:

$$C_c \geq \frac{t_n}{R_c \lambda_c} = \frac{80 \cdot 10^{-6} \cdot 100}{0,5 \cdot 10^6 \cdot 1} = 0,016 \text{ мкф};$$

$$C_k \geq \frac{St_n}{\lambda_k} = \frac{5,2 \cdot 10^{-3} \cdot 80 \cdot 10^{-6} \cdot 100}{1} = 41,6 \text{ мкф};$$

$$C_s \geq \frac{t_n}{R_{I_3} \lambda_s} = \frac{80 \cdot 10^{-6} \cdot 100}{14,7 \cdot 10^8 \cdot 2} = 0,27 \text{ мкф}.$$

В соответствии с ГОСТом выбираем  $C_c = 0,018 \text{ мкф}$ ,  $C_k = 43 \text{ мкф}$ ,  $C_s = 0,3 \text{ мкф}$ .

8. Находим величину сопротивления в цепи катода

$$R_k = \frac{U_{co}}{I_{a0} + I_s}.$$

Используя табличные данные для типового режима 6Ж1П, получим

$$R_k = \frac{1,8}{(7,5 + 3,2) \cdot 10^{-3}} = 1,7 \text{ ком}.$$

Мощность, рассеиваемая на этом сопротивлении,

$$P = (I_{a0} + I_s)^2 R_k = (7,5 \cdot 10^{-3} + 3,2 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 1,7 \cdot 10^3 = 0,214 \text{ вт}.$$

Выбираем по ГОСТу  $R_k = 1,8 \text{ ком}$ ,  $P = 0,25 \text{ вт}$ .

9. Определяем величину сопротивления в цепи экранирующей сетки

$$R_s = \frac{E_a - U_s}{I_s}.$$

Выбираем источник анодного питания с напряжением  $E_a = 150 \text{ в}$ . Тогда

$$R_s = \frac{150 - 120}{3,2 \cdot 10^{-3}} \approx 9,3 \text{ ком}.$$

Мощность, рассеиваемая на этом сопротивлении,

$$P = I_s^2 R_s = (3,2 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 9,3 \cdot 10^3 \approx 0,1 \text{ вт}.$$

Выбираем по ГОСТу  $R_s = 9,1 \text{ ком}$ ,  $P = 0,1 \text{ вт}$ .

### Расчет лампового усилителя с коррекцией (рис. 3-5)

Требуется рассчитать усилитель по следующим данным:

Коэффициент усиления  $K = 20$ , время нарастания выходного импульса, добавляемое каскадом  $t_n = 0,1 \text{ мксек}$ , длительность импульса  $t_n = 160 \text{ мксек}$ , спад плоской вершины  $\lambda = 2\%$ . С целью иметь в устройстве однотипные лампы проектируемый каскад желательно выполнить на лампе 6ЖЗП. Допустимый выброс  $\delta \leq 1\%$ .

1. Определяем необходимую площадь усиления каскада

$$\Pi = 2,2 \frac{K}{t_n} = 2,2 \frac{20}{0,1 \cdot 10^{-6}} = 4,4 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}.$$

2. По табл. 3-1 для заданной лампы находим  $\Pi_{\lambda} = 3,13 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$  (без коррекции требуемую площадь усиления получить нельзя).
3. Определяем выигрыш, который должна обеспечить коррекция,

$$p = \frac{4,4 \cdot 10^8}{3,13 \cdot 10^8} = 1,4.$$

Такой выигрыш, как указывалось в § 3-1, может дать параллельная анодная коррекция.

4. По кривой, изображенной на рис. 3-6, находим, что требуемый выигрыш  $p$  обеспечивается при коэффициенте коррекции  $m = 0,25$ .

Заданный выброс допускает большее значение  $m$ .

5. Определяем сопротивление анодной нагрузки

$$R_a = \frac{t_n}{\frac{2,2}{p} \cdot C_0} = \frac{0,1 \cdot 10^{-6}}{\frac{2,2}{1,4} \cdot 16 \cdot 10^{-12}} = 3,92 \text{ ком.}$$

Мощность, рассеиваемая на этом сопротивлении,

$$P = I_{a0}^2 R_a; \quad P = (7 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 3,92 \cdot 10^3 \approx 0,2 \text{ вт.}$$

Выбираем по ГОСТу  $R_a = 3,9 \text{ ком}$ ,  $P = 0,25 \text{ вт}$

6. Пользуясь выражением (3-15), находим необходимую величину корректирующей индуктивности

$$L = m R_a^2 C_0, \quad L = 0,25 (3,9 \cdot 10^3)^2 \cdot 16 \cdot 10^{-12} = 64 \text{ мкГн.}$$

7. Сравнивая  $t_n$  и  $\lambda$ , заданные в данном и предыдущем примерах, убеждаемся, что емкости  $C_c$ ,  $C_k$  и  $C_s$  в рассматриваемом каскаде должны быть увеличены в четыре раза. Для уменьшения их используем низкочастотную коррекцию (рис. 3-10, а).

Зададимся подъемом вершины импульса, обеспечиваемым фильтром  $C_\phi - R_\phi$ ,  $\lambda_\phi = 6\%$ , тогда спад вершины за счет цепей каскада составит

$$\lambda = \lambda_{\text{доп}} + \lambda_\phi = 0,02 + 0,06 = 0,08 (8\%)$$

Так как длительность импульса  $t_n$  и спад  $\lambda$  возросли по сравнению с предыдущим примером в одинаковое число раз, то емкости конденсаторов  $C_c$ ,  $C_k$  и  $C_s$  равны в данном случае рассчитанным в предыдущем примере.

8. Определяем значение емкости корректирующего фильтра

$$C_\phi = \frac{t_n}{\lambda_\phi R_a} = \frac{160 \cdot 10^{-6}}{0,06 \cdot 3,9 \cdot 10^3} = 0,685 \text{ мкФ.}$$

Выбираем по ГОСТу  $C_\phi = 0,69 \text{ мкФ}$ .

9. Находим величину сопротивления фильтра.

По характеристикам 6ЖЗП определяем, что достаточно иметь напряжение на лампе  $U_{a, \text{min}} = 100 \text{ в}$ , тогда

$$R_\phi \leq \frac{E_a - U_{a, \text{min}} - U_{c0}}{I_{a0}} = R_a = \frac{300 - 100 - 1,8}{7 \cdot 10^{-3}} = 3,9 \cdot 10^3 = 24,7 \text{ ком.}$$

Мощность, рассеиваемая на этом сопротивлении,

$$P = I_{a0}^2 R_{\phi} = (7 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 24,7 \cdot 10^3 = 1,18 \text{ вт.}$$

Выбираем по ГОСТу  $R_{\phi} = 24 \text{ ком}$ ,  $P = 1,5 \text{ вт}$ .

Проверяем неравенство

$$R_{\phi} \geq 5\lambda_{\phi} R_a; \quad 24 \geq 5 \cdot 0,06 \cdot 3,9 = 1,17.$$

### Расчет многокаскадного усилителя

Расчитать усилитель по следующим данным: амплитуда импульса на выходе  $U_{\text{м. вых}} = 30 \text{ в}$ , коэффициент усиления  $K = 15 \times 10^3$ , время нарастания импульса, добавляемое усилителем,  $t_n = 0,15 \text{ мксек}$ , емкость нагрузки  $C_n = 35 \text{ нф}$ , спад плоской вершины импульса  $\lambda = 6\%$ , полярность выходного импульса положительная.

1. Принимая  $C_{\text{вых. ок}} = 8 \text{ нф}$ , получим

$$C_{\text{ок}} = C_n + C_m + C_{\text{вых. ок}} = 35 + 8 + 8 = 51 \text{ нф.}$$

2. Находим сопротивление анодной нагрузки, задавшись  $t_{\text{н. ок}} = 0,09 \text{ мксек}$ ,

$$R_{\text{а. ок}} = \frac{t_{\text{н. ок}}}{2,2 C_{\text{ок}}} = \frac{0,09 \cdot 10^{-6}}{2,2 \cdot 51 \cdot 10^{-12}} = 0,8 \text{ ком.}$$

Выбираем по ГОСТу  $R_{\text{а. ок}} = 750 \text{ ом}$ .

3. Определяем требуемый импульс тока

$$\Delta I_a = \frac{U_{\text{м. вых}}}{R_{\text{а. ок}}} = \frac{30}{750} = 40 \text{ ма.}$$

4. Возьмем для работы в оконечном каскаде лампу 6П14П

$$(S = 11,3 \text{ ма/в}, C_{\text{вых}} = 7 \text{ нф}, C_{\text{вх}} = 11 \text{ нф}, P_{\text{а. доп}} = 12 \text{ вт})$$

и выберем исходную рабочую точку, соответствующую

$$U_{c0} = -6,5 \text{ в и } I_{a0} = 48 \text{ ма.}$$

5. Проверяем лампу по мощности, рассеиваемой анодом,

$$\begin{aligned} P_a &= I_{a0} U_{a0} = I_{a0} (E_a - I_{a0} R_{\text{а. ок}}) = \\ &= 48 \cdot 10^{-3} (250 - 48 \cdot 10^3 \cdot 750) = 10,3 \text{ вт} < P_{\text{а. доп}}. \end{aligned}$$

6. Определяем коэффициент усиления оконечного каскада

$$K_{\text{ок}} = S R_{\text{а. ок}} = 11,3 \cdot 10^{-3} \cdot 750 = 8,5.$$

7. Находим коэффициент усиления и время нарастания, добавляемое предварительным усилителем,

$$K_{\text{пр}} = \frac{K}{K_{\text{ок}}} = \frac{15 \cdot 10^3}{8,5} = 1770; \quad t_{\text{н. пр}} = \sqrt{t_{\text{н}}^2 - t_{\text{н. ок}}^2} = \\ = \sqrt{0,0225 - 0,0081} = 0,12 \text{ мксек.}$$

8. Принимаем число каскадов предварительного усилителя  $n=2$ . Последующий расчет позволит оценить, насколько правильно сделан этот выбор.

9. Определяем усиление, время нарастания фронта импульса и площадь усиления, соответствующие одному каскаду,

$$t'_{\text{н}} = \frac{t_{\text{н. пр}}}{\sqrt{n_{\text{пр}}}} = \frac{0,12}{1,41} 10^{-6} = 8,5 \cdot 10^{-8} \text{ сек}, \\ K' = \sqrt{K_{\text{пр}}} = \sqrt{1770} = 42 \quad \text{и} \quad \Pi = \frac{2,2 K'}{t'_{\text{н}}} = \frac{2,2 \cdot 42}{8,5 \cdot 10^{-8}} = \\ = 10,9 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}.$$

10. По табл. 3-1 выбираем лампу 6Ж11П ( $\Pi_{\text{л}} = 11,2 \times 10^8 \text{ сек}^{-1}$ ,  $S = 28 \text{ ма/в}$ ,  $C_0 = 25 \text{ пф}$ ,  $C_{\text{вых}} = 3,5 \text{ пф}$ ). При этом емкость, нагружающая последний каскад предварительного усилителя  $C_{\text{оп}} = C_{\text{вых}} + C_{\text{м}} + C_{\text{вх.ок.}} = 3,5 + 8 + 11 = 22,5 \text{ пф}$ .

11. Находим сопротивление анодных нагрузок

$$R_{a1} = \frac{t'_{\text{н}}}{2,2 C_{01}} = \frac{8,5 \cdot 10^{-8}}{2,2 \cdot 25 \cdot 10^{-12}} = 1,55 \text{ ком}; \\ R_{a2} = \frac{t'_{\text{н}}}{2,2 C_{02}} = \frac{8,5 \cdot 10^{-8}}{2,2 \cdot 22,5 \cdot 10^{-12}} = 1,72 \text{ ком}.$$

Выбираем по ГОСТу  $R_{a1} = 1,5 \text{ ком}$  и  $R_{a2} = 1,6 \text{ ком}$ .

Выбор исходных рабочих точек первых каскадов и их обеспечение производятся как обычно и поэтому не приводятся.

12. Определяем коэффициент усиления каскадов всего усилителя

$$K_1 = SR_{a1} = 28 \cdot 10^{-3} \cdot 1,5 \cdot 10^3 = 42, \quad K_2 = SR_{a2} = 28 \cdot 10^{-3} \times \\ \times 1,6 \cdot 10^3 = 45,$$

$K = K_1 K_2 K_{\text{ок}} = 42 \cdot 45 \cdot 8,5 = 16\,000$ , что не на много больше требуемого.

Заметим, что разница между  $t_{\text{н. ок}}$  и  $t'_{\text{н}}$  не превышает 20%, т. е. выбор выходной лампы можно считать правильным.

13. Распределяем заданный спад плоской вершины импульса между каскадами поровну

$$\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = \frac{\lambda}{n} = \frac{0,06}{3} = 0,02.$$

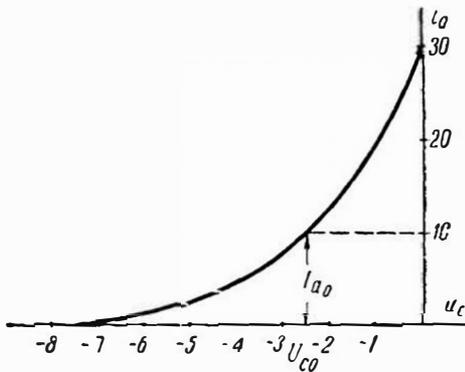
Распределение спада между цепями внутри каскада производится аналогично приведенному в предыдущих примерах.

## Расчет катодного повторителя (рис. 3-14, а)

Расчитать катодный повторитель по следующим данным: на нагрузке  $R_H = 2 \text{ ком}$  и  $C_H = 150 \text{ пф}$  требуется выделить положительные импульсы с амплитудой  $U_{м. вых} = 20 \text{ в}$  и длительностью фронта  $t_{ф. вых} = 0,16 \text{ мксек}$ , длительность фронта входных импульсов  $t_{ф. вх} = 0,15 \text{ мксек}$ .

1. Определяем время нарастания фронта, добавляемое повторителем,

$$t_H = \sqrt{t_{ф. вых}^2 - t_{ф. вх}^2}, \quad t_H = \sqrt{0,16^2 - 0,15^2} = 0,056 \text{ мксек}.$$



2. Имея в виду, что  $t_H = 2,2 C_H R_{вых}$ , находим величину  $R_{вых}$ , больше которой каскад не должен иметь

$$R_{вых} = \frac{t_H}{2,2 C_H} = \frac{0,056 \cdot 10^{-6}}{2,2 \cdot 150 \cdot 10^{-12}} = 150 \text{ ом}.$$

3. Из выражения  $R_{вых}$  определяем величину  $S$ , полагая

$$R_K = R_H \quad R_{вых} = \frac{R_K}{1 + SR_K},$$

Рис. 3-35. Анодно-сеточная характеристика лампы 6Ж5Б

$$S = \frac{R_H - R_{вых}}{R_H R_{вых}} = \frac{2 \cdot 10^3 - 150}{2 \cdot 10^3 \cdot 150} \approx 6,2 \text{ ма/в}.$$

4. Находим необходимый перепад тока

$$\Delta I_K = \frac{U_{м. вых}}{R_H} = \frac{20}{2 \cdot 10^3} = 10 \text{ ма}.$$

5. В соответствии с найденными значениями  $S$  и  $\Delta I_K$  по табл. 3-1 и характеристикам выбираем лампу 6Ж5Б (рис.3-35).

6. Выбираем исходную рабочую точку  $U_{c0} = -2,5 \text{ в}$  и  $I_{a0} = 10 \text{ ма}$  с тем, чтобы иметь наибольшую крутизну.

7. Определяем коэффициент передачи

$$K = \frac{SR_K}{1 + SR_K} = \frac{10 \cdot 2}{1 + 10 \cdot 2} \approx 0,95.$$

8. Проверяем лампу по мощности, рассеиваемой анодом,

$$P_a = U_{a0} I_{a0} = 120 \cdot 10 \cdot 10^{-3} = 1,2 \text{ вт} < P_{a. доп}.$$

9. Сопротивление, с которого снимается напряжение смещения,

$$R_1 = \frac{U_{с0}}{I_{а0}} = \frac{2,5}{10 \cdot 10^{-3}} = 250 \text{ ом.}$$

Мощность, рассеиваемая на нем,

$$P = I_{а0}^2 R_1 = (10 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 250 = 0,025 \text{ вт.}$$

Выбираем по ГОСТу  $R = 250 \text{ ом}$ ,  $P = 0,1 \text{ вт}$ .

Если сопротивление  $R_H$  можно разбить на две части, то выбираем  $R_1 = 250 \text{ ом}$  и  $R_2 = R_H - R_1 = 1,75 \text{ ком}$ . Если  $R_H$  нельзя разбить на части, то последовательно с ним необходимо поставить сопротивление  $R_1 = 250 \text{ ом}$  и с него снять напряжение смещения.

10. Находим необходимую амплитуду входного импульса

$$U_{м. вх} = \frac{U_{м. вых}}{K} = \frac{20}{0,95} \approx 21 \text{ в.}$$

11. Определяем постоянную времени выходной цепи

$$\tau = C_H R_{вых} \approx \frac{C_H}{S} = \frac{150 \cdot 10^{-12}}{10 \cdot 10^{-3}} = 15 \cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

12. Находим отношение

$$n = \frac{\tau}{\tau_{вх}} = \frac{15 \cdot 10^{-9} \cdot 2,2}{0,15 \cdot 10^{-6}} = 0,22.$$

13. По кривой, изображенной на рис. 3-21, в соответствии с  $K$  и  $n$  определяем величину, обратную возможному превышению  $U_{м. вх}$  над  $U_{ск}$ ,

$$\frac{U_{ск}}{U_{м. вх}} = 0,1 \text{ или } \frac{U_{м. вх}}{U_{ск}} = \frac{1}{0,1} = 10.$$

Поэтому максимальная амплитуда входного импульса равна  $|U_{с0}| \cdot 10 = 2,5 \cdot 10 = 25 \text{ в}$ , что больше необходимого  $U_{м. вх} = 21 \text{ в}$ .

### Расчет транзисторного усилителя с индуктивной коррекцией (рис. 3-30)

Произвести расчет усилителя по следующим данным: коэффициент усиления каскада по напряжению  $K_u = 18$ , время нарастания импульса, добавляемое каскадом  $t_H = 0,1 \text{ мксек}$ , емкость нагрузки  $C_H = 20 \text{ пф}$ , допустимый выброс  $\delta = 1\%$ , выходное сопротивление предыдущего каскада  $R_{вых} = 0,5 \text{ ком}$ .

1. Выберем высокочастотный триод П403 ( $r_s = 20 \text{ ом}$ ,  $r_g = 50 \text{ ом}$ ,  $\tau_B = 0,072 \text{ мксек}$ ,  $\beta = 24$ ,  $C_K = 10 \text{ пф}$ ). Правильность этого выбора покажет последующий ход расчета.

2. Проектируемый усилитель выполним по схеме, приведенной на рис. 3-30, и определим элементы, обеспечивающие ее начальный режим.

Выберем исходную рабочую точку, соответствующую  $I_{60} = 80$  мка и  $I_{0к} = 4$  ма (рис. 3-36). Возьмем  $E_k = -10$  в.

Примем, что  $U_{R_3} = 0,2$ ,  $E_k = 2в$ , тогда

$$R_3 = \frac{U_{R_3}}{I_{3\theta}} \approx \frac{U_{R_3}}{I_{0к}} = \frac{2}{4 \cdot 10^{-3}} = 500 \text{ ом.}$$

Выберем по ГОСТу  $R_3 = 510$  ом.

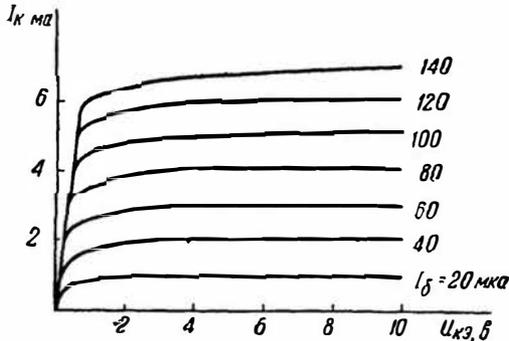


Рис. 3-36. Выходные характеристики транзистора П403

Задавшись током делителя  $R_1 - R_2$   $I_d = 5 \cdot I_{60} = 5 \cdot 80 = 400$  мка, находим:

$$R_1 \approx \frac{E_k - U_{R_3}}{I_d + I_{60}} = \frac{10 - 2}{(400 + 80) \cdot 10^{-6}} \approx 17 \text{ ком и}$$

$$R_2 \approx \frac{U_{R_3}}{I_d} = \frac{2}{4 \cdot 10^{-4}} = 5 \text{ ком.}$$

Выберем по ГОСТу  $R_1 = 16$  ком и  $R_2 = 5,1$  ком.

При достаточно большой емкости  $C_3$  входное сопротивление транзистора переменному току

$$R_{вх. тр} = r_6 + r_3 (\beta + 1) = 50 + 20(24 + 1) = 550 \text{ ом.}$$

Входное сопротивление делителя  $R_1 - R_2$  переменному току

$$R_d = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} = \frac{16 \cdot 5,1}{16 + 5,1} \approx 3,9 \text{ ком.}$$

Входное сопротивление каскада переменному току

$$R_{вх} = \frac{R_d R_{вх. тр}}{R_d + R_{вх. тр}} = \frac{3,9 \cdot 0,55}{3,9 + 0,55} \approx 0,48 \text{ ком,}$$

3. Определим сопротивление коллекторной нагрузки  $R_k$ , считая, что

$$K_u = \frac{I_k R_k}{I_{вх} R_{вх}},$$

откуда

$$R_k = \frac{I_{вх} R_{вх}}{I_k} \cdot K_u.$$

Ток генератора  $I_{вх}$  распределяется между  $R_d$  и  $R_{вх.тр}$  так, что ток сигнала, ответвляющийся в базу,

$$I_6 = \frac{I_{вх} R_d}{R_d + R_{вх.тр}},$$

откуда

$$I_{вх} = I_6 \left( 1 + \frac{R_{вх.тр}}{R_d} \right)$$

и

$$\begin{aligned} R_k &= \frac{I_6}{I_k} \left( 1 + \frac{R_{вх.тр}}{R_d} \right) R_{вх} K_u = \left( 1 + \frac{R_{вх.тр}}{R_d} \right) \frac{R_{вх} K_u}{\beta} = \\ &= \left( 1 + \frac{0,55}{3,9} \right) \frac{0,48 \cdot 18}{24} = 415 \text{ ом.} \end{aligned}$$

Выберем по ГОСТу  $R_k = 430 \text{ ом}$ .

4. Находим время нарастания импульса, добавляемое каскадом без коррекции,

$$t'_н = 2,2 \left[ C_n R_k + \frac{C_k R_k (\beta + 1) + \tau_\beta}{a} \right].$$

В данном случае  $R_r = R_1 \parallel R_2 \parallel R_{вых} \approx R_{вых} = 0,5 \text{ ком}$ . Поэтому

$$a = \frac{R_r + R_{вх.тр}}{R_r + \tau_6} = \frac{500 + 550}{500 + 50} = 1,9;$$

$$t'_н = 2,2 \left[ 20 \cdot 10^{-12} \cdot 430 + \frac{10 \cdot 10^{-12} \cdot 430 \cdot 25 + 0,072 \cdot 10^{-8}}{2,33} \right] = 0,18 \text{ мксек.}$$

5. Находим выигрыш, который должна дать коррекция,

$$\frac{t'_н}{t_н} = \frac{0,18 \cdot 10^{-6}}{0,1 \cdot 10^{-6}} = 1,8.$$

6. Определяем коэффициент относительной инерционности транзистора

$$\begin{aligned} q &= \frac{\tau_\beta}{\tau_{н.к}}; \tau_{н.к} = R_k [C_k (\beta + 1) + a C_n] = \\ &= 430 [10 \cdot 10^{-12} \cdot 25 + 1,9 \cdot 20 \cdot 10^{-12}] = 12,4 \cdot 10^{-8} \text{ сек;} \\ q &= \frac{7,2 \cdot 10^{-8}}{12,4 \cdot 10^{-8}} = 0,58. \end{aligned}$$

7. По кривым на рис. 3-31 находим, что требуемый выигрыш при данном значении  $q$  может быть получен при выбросе несколько меньшем  $\delta=1\%$ , что удовлетворяет условию.

8. В соответствии с полученными  $q$  и  $\delta$ , пользуясь кривой на рис. 3-32, определяем параметр коррекции

$$m = 0,75.$$

9. Находим величину корректирующей индуктивности

$$\begin{aligned} L &= mR_k^2 \left[ \frac{C_k(\beta+1)}{a} + C_n \right] = \\ &= 0,75 \cdot 430^2 \left[ \frac{10 \cdot 10^{-12} \cdot 25}{1,9} + 20 \cdot 10^{-12} \right] = 20,7 \text{ мкГн.} \end{aligned}$$

---

## Глава 4

### ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ

#### § 4-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

В различных импульсных схемах широко используются устройства, предназначенные для преобразования формы напряжений.

В данной главе рассматриваются цепи, с помощью которых из импульсов прямоугольной формы могут быть получены остrokонечные или пилообразные импульсы; устройства, преобразующие синусоидальные колебания в импульсы, близкие по форме к прямоугольным; устройства, вырабатывающие под действием прямоугольных импульсов синусоидальные колебания и т. п.

Несмотря на значительное отличие схем и принципов действия, все эти устройства по назначению объединяются в одну группу *формирующих устройств*. Работа большинства из них определяется особенностями рассмотренных выше переходных процессов в линейных цепях.

#### § 4-2. ДИФФЕРЕНЦИРУЮЩИЕ ЦЕПИ

Во второй главе было показано, что цепь  $RC$  с активным выходом при условии  $\tau \gg t_n$  передает прямоугольные импульсы без существенных искажений.

Рассмотрим теперь действие импульсного напряжения на такую же цепь (рис. 4-1, а), постоянная времени которой  $\tau \ll t_n$ .

В момент поступления на вход цепи положительного импульса на сопротивлении  $R$  выделяется положительный скачок напряжения (напряжение на конденсаторе скачкообразно не изменяется). Затем конденсатор  $C$  быстро заряжается ( $\tau \ll t_n$ ), а напряжение на выходе  $u_{\text{вых}}$  убывает с той же скоростью по экспоненциальному закону (рис. 4-1, б). Благодаря этому еще во время действия входного импульса  $u_{\text{вых}}$  становится практически равным нулю, так как за время  $t = t_n$  конденсатор успевает полностью зарядиться.

Окончание входного импульса обуславливает появление на выходе цепи отрицательного скачка, который полностью передается на выход. После этого за счет разряда конденсатора через сопротивление  $R$  выходное напряжение быстро спадает до нуля.

Таким образом, каждый входной прямоугольный импульс преобразуется рассматриваемой цепью в пару остrokонечных кратковременных импульсов разной полярности. Поэтому такую цепь называют обостряющей. Покажем, что напряжение на выходе обостряющей цепи примерно пропорционально производной входного напряжения, т. е. обостряющая цепь является в известной степени дифференцирующей.

Напряжение на выходе цепи

$$u_{\text{вых}} = u_R = iR,$$

где ток заряда и разряда конденсатора

$$i = C \frac{du_C}{dt}. \quad (4-1)$$

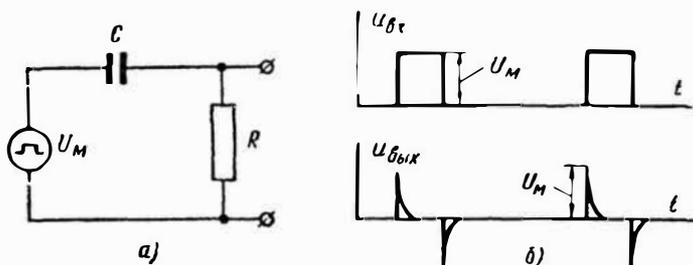


Рис. 4-1. Дифференцирующая цепь RC

При малых  $R$  и  $C$  ( $\tau \ll t_n$ ) напряжение на активном сопротивлении по сравнению с  $u_C$  весьма мало и можно считать, что  $u_C \approx u_{\text{вых}}$ . Поэтому

$$u_{\text{вых}} = iR \approx C \frac{du_{\text{вых}}}{dt} R = \tau \frac{du_{\text{вых}}}{dt}. \quad (4-2)$$

Длительность импульсов  $t'_n$  на выходе дифференцирующей цепи оценивается на определенном уровне: длительность импульса по основанию оказывается бесконечно большой, ибо напряжение спадает экспоненциально. Обычно величину  $t'_n$  определяют на уровне  $0,1 U_M$ . В соответствии с этим запишем

$$0,1 U_M = U_M e^{-\frac{t'_n}{\tau}},$$

откуда

$$\ln 0,1 = -\frac{t'_n}{\tau} \quad \text{или} \quad t'_n = \tau \ln 10.$$

Переходя от натуральных логарифмов к десятичным, получаем окончательно

$$t'_n = 2,3 \tau.$$

Чем меньше постоянная времени цепи  $\tau$ , тем быстрее заряжается и разряжается конденсатор и тем меньшую длительность имеют выходные импульсы — тем более остроконечными они являются. Однако уменьшать  $\tau$  целесообразно лишь до определенного предела.

Действительно, в практических схемах на вход дифференцирующей цепи поступают реальные прямоугольные импульсы, имеющие трапецеидальную форму (рис. 4-2). В этом случае напряжение на выходе цепи зависит от соотношения между длительностью фронтов импульса  $t_\phi$  и постоянной времени цепи  $\tau$ .

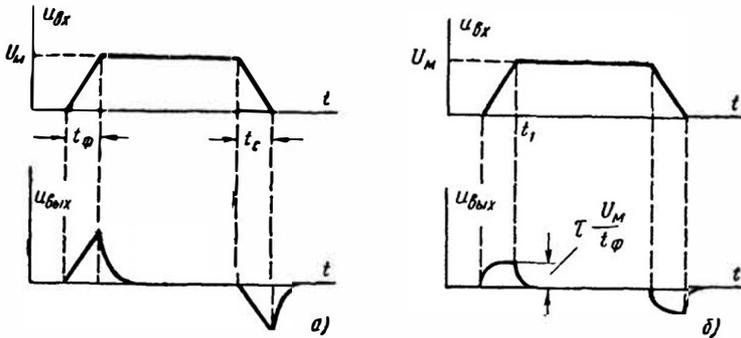


Рис. 4-2 Дифференцирование реальных прямоугольных импульсов

Если  $t_\phi \ll \tau \ll t_n$ , (рис. 4-2, а), то за время действия фронта входного импульса конденсатор не успевает сколько-нибудь значительно зарядиться и напряжение на выходе почти повторяет входное напряжение.

По существу заряд конденсатора начинается после того, как на входе устанавливается напряжение  $u_{вх} = U_m = \text{const}$ , с этого момента напряжение на выходе  $u_{вых} = u_{вх} - u_c$  быстро уменьшается.

Во время действия среза входного импульса напряжение на конденсаторе практически не успевает измениться, поэтому все изменения входного напряжения передаются на выход цепи. Лишь по окончании входного импульса конденсатор начинает быстро разряжаться, а напряжение на выходе — быстро спадать.

Картина существенно изменится, если  $\tau \ll t_\phi$  (рис. 4-2, б). В этом случае начальные изменения входного напряжения передаются на выход цепи, так как конденсатор не может мгновенно зарядиться. Но ввиду малости  $\tau$  еще во время действия переднего фронта входного импульса скорость заряда конденсатора сравняется со скоростью нарастания входного напряжения. С этого момента и до окончания действия фронта все изменения входного напряжения выделяются на конденсаторе, а напряжение на выходе цепи  $u_{вых} = u_{вх} - u_c$  остается постоянным.

Так как скорость изменения  $u_{\text{вх}}$  за время действия фронта импульса  $\frac{du_{\text{вх}}}{dt} = \frac{U_M}{t_\phi}$ , то в соответствии с выражением (4-2) амплитуда импульса на выходе цепи определяется как

$$U_{\text{м. вых}} = \tau \frac{U_M}{t_\phi}.$$

В момент  $t_1$   $u_{\text{вх}}$  достигает значения  $U_M$  и  $u_C = U_M - U_{\text{м. вых}}$ . Затем происходит разряд конденсатора до  $U_M$  и напряжение на выходе экспоненциально спадает. Так как  $\tau \ll t_n$ , то и в этом случае еще во время действия входного импульса  $u_{\text{вых}}$  оказывается равным нулю.

Во время действия на входе цепи среза импульса на выходе вначале выделяются изменения входного напряжения, а затем, когда скорость разряда конденсатора окажется равной скорости уменьшения  $u_{\text{вх}}$ , выходное напряжение

$$u_{\text{вых}} = -\tau \frac{U_M}{t_\phi} = \text{const}.$$

По окончании входного импульса конденсатор полностью разряжается и  $u_{\text{вых}}$  спадает до нуля.

Указанные обстоятельства приводят к тому, что постоянную времени цепи  $\tau$  не выбирают меньше  $t_\phi$ , так как по существу это вызывает лишь уменьшение амплитуды выходных импульсов.

В реальных импульсных устройствах дифференцирующая цепь, как правило, включается между каскадами. Поэтому следует учитывать внутреннее сопротивление источника импульсов — выходное сопротивление  $R_{\text{вых}}$  предыдущего каскада\*, и паразитную емкость схемы  $C_1$ , которые заметно сказываются на форме выходных импульсов (см. рис. 2-6).

Формулы (2-15), (2-16) и (2-17), приведенные в главе 2, дают возможность рассчитать параметры импульсов на выходе дифференцирующей цепи при любых соотношениях  $\frac{C_1}{C}$  и  $\frac{R_i}{R}$ .

Если, к примеру,  $C = 300 \text{ нф}$ ,  $R = 2 \text{ ком}$ ,  $C_1 = 100 \text{ нф}$ ,  $R_{\text{вых}} = 3 \text{ ком}$ ,  $U_{\text{м. вх}} = 60 \text{ в}$ , то в соответствии с выражениями (2-15) и (2-16) постоянная времени нарастания импульса

$$\tau_1 = \frac{C_1 R_{\text{вых}}}{1 + \frac{R_{\text{вых}}}{R} + \frac{C_1}{C}} = \frac{100 \cdot 10^{-12} \cdot 3 \cdot 10^3}{1 + \frac{3 \cdot 10^3}{2 \cdot 10^3} + \frac{100 \cdot 10^{-12}}{300 \cdot 10^{-12}}} \approx 0,1 \text{ мксек.}$$

---

\* В данном случае  $R_{\text{вых}} = \frac{R_i R_a}{R_i + R_a}$ ,

где  $R_i$  — внутреннее сопротивление лампы;  
 $R_a$  — сопротивление анодной нагрузки

а постоянная времени спада

$$\tau_2 = RC \left( 1 + \frac{R_{\text{вых}}}{R} + \frac{C_1}{C} \right) = 2 \cdot 10^3 \cdot 300 \cdot 10^{-12} \times \\ \times (1 + 1,5 + 0,33) = 1,73 \text{ мксек.}$$

Располагая значениями  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , находим длительность импульса и длительность его переднего фронта

$$t_n = 2,3\tau_2 = 2,3 \cdot 1,73 \cdot 10^{-6} \approx 3,98 \text{ мксек;}$$

$$t_\phi = 2,2\tau_1 = 2,2 \cdot 0,1 \cdot 10^{-6} = 0,22 \text{ мксек,}$$

а имея в виду выражение (2-17) — амплитуду импульса:

$$U_{\text{м. вых}} = U_{\text{м. вх}} \frac{\tau_1 \tau_2}{\tau_2 - \tau_1} \cdot \frac{1}{R_{\text{вых}} C_1} = \\ = 60 \frac{0,1 \cdot 10^{-6} \cdot 1,73 \cdot 10^{-6}}{(1,73 - 0,1) \cdot 10^{-6}} \cdot \frac{1}{3 \cdot 10^3 \cdot 100 \cdot 10^{-12}} = 21,2 \text{ в.}$$

В качестве дифференцирующей цепи используют также цепь, состоящую из активного сопротивления и катушки индуктивности (рис. 4-3) с постоянной времени  $\tau \ll t_n$ .

Так как ток в цепи с индуктивностью не может скачкообразно изменяться, то напряжение на активном сопротивлении  $u_R = iR$  при воздействии фронтов импульса остается неизменным. Поэтому резкое возрастание  $u_{\text{вх}}$  вызывает положительный выброс на выходе цепи, который затем быстро спадает по мере увеличения тока в цепи и напряжения  $u_R$  ( $u_{\text{вых}} = u_{\text{вх}} - u_R$ ).

Во время действия плоской вершины импульса в цепи протекает ток установившейся величины и напряжение на катушке, активным сопротивлением которой можно пренебречь, равно нулю.

В момент окончания входного импульса на выходе появляется отрицательный выброс, быстро спадающий до нуля.

Большая конструктивная сложность такой цепи по сравнению с цепью  $RC$  ограничивает ее применение.

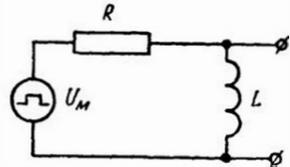


Рис. 4-3. Дифференцирующая цепь  $RL$

### § 4-3. ИНТЕГРИРУЮЩИЕ ЦЕПИ

В главе 2 было показано, что цепь  $RC$  с емкостным выходом искажает фронты прямоугольных импульсов, действующих на ее входе. Если  $\tau \ll t_n$ , то конденсатор успевает полностью зарядиться за время, составляющее весьма небольшую часть  $t_n$ , и напряжение на выходе почти повторяет входное напряжение.

Рассмотрим теперь случай, когда  $\tau \gg t_n$  (рис. 4-4). Так как конденсатор  $C$  не может мгновенно зарядиться, то в момент поступ-

ления на вход цепи положительного импульса все входное напряжение выделяется на сопротивлении  $R$ , а  $u_{\text{вых}} = u_C = 0$ . За время действия импульса конденсатор медленно заряжается, но даже к моменту окончания импульса  $u_{\text{вых}}$  не достигает амплитудного значения, равного  $U_{\text{м.вх}}$  ( $\tau \gg t_{\text{и}}$ ). По окончании входного импульса конденсатор медленно разряжается через сопротивление и  $u_{\text{вых}}$  постепенно уменьшается (рис. 4-4, б).

Таким образом, при  $\tau \gg t_{\text{и}}$  на выходе рассмотренной цепи выделяются растянутые пилообразные импульсы с амплитудой

$U_{\text{м.вых}} < U_{\text{м.вх}}$ . Поэтому такую цепь называют удлиняющей или сглаживающей.

Покажем, что напряжение на выходе удлиняющей цепи примерно пропорционально интегралу входного напряжения, т. е. удлиняющая цепь является интегрирующей. Интегрируя с этой целью обе части выражения (4-1), получаем

$$u_{\text{вых}} = u_C = \frac{1}{C} \int i dt.$$

Ток в цепи

$$i = \frac{u_{\text{вх}} - u_C}{R}.$$

Для рассматриваемого случая, когда  $\tau = CR \gg t_{\text{и}}$ , основное сопротивление цепи составляет  $R$ , благодаря чему  $u_{\text{вх}} \approx u_R \gg u_C$ . Поэтому

$$i \approx \frac{u_{\text{вх}}}{R},$$

$$u_{\text{вых}} \approx \frac{1}{\tau} \int u_{\text{вх}} dt. \quad (4-3)$$

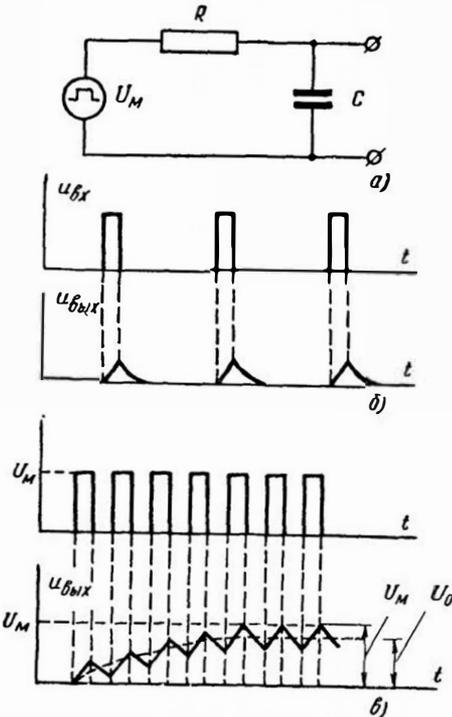


Рис. 4-4. Интегрирующая цепь  $RC$

На рис. (4-4, в) приведены кривые для случая, когда постоянная времени цепи  $\tau$  значительно превышает не только  $t_{\text{и}}$ , но и период повторения входных импульсов  $T$ . В этом случае после подключения источника импульсов напряжение на выходе цепи постепенно нарастает до тех пор, пока не достигнет некоторого значения  $U_0$ , при котором заряд, получаемый конденсатором во время действия входного импульса, окажется равным заряду, теряемому при разряде в интервале между импульсами. В дальнейшем при периоди-

ческом поступлении импульсов на вход цепи напряжение на выходе медленно меняется около значения  $U_0$ , так что

$$u_{\text{вых}} \approx U_0 = \text{const.} \quad (4-4)$$

Выражение (4-4) позволяет считать, что в процессе заряда (и разряда) ток в цепи практически не меняется. Это выполняется тем точнее, чем больше постоянная времени цепи  $\tau$ .

Заряд, приобретаемый конденсатором в течение времени  $t_n$ ,

$$\Delta q' = it_n.$$

Так как при заряде ток в цепи

$$i = \frac{U_{\text{м. вх}} - U_0}{R}, \text{ то } \Delta q' = \frac{U_{\text{м. вх}} - U_0}{R} t_n.$$

В процессе разряда ток в цепи  $i = \frac{U_0}{R}$  и заряд, теряемый конденсатором в интервале между импульсами,

$$\Delta q'' = i(T - t_n) = \frac{U_0}{R}(T - t_n).$$

Приравняв  $\Delta q'$  и  $\Delta q''$ , находим

$$U_0 = U_{\text{м. вх}} \frac{t_n}{T} = U_{\text{м. вх}} \gamma.$$

Таким образом, напряжение на выходе интегрирующей цепи при условии, что  $\tau \gg T$ , оказывается равным среднему значению входного напряжения.

Для интегрирования импульсов используется также цепь, состоящая из катушки индуктивности и активного сопротивления (рис. 4-5), при условии  $\tau \gg t_n$ . Так как ток в такой цепи не может скачкообразно изменяться, то при действии на входе прямоугольных импульсов  $u_{\text{вых}} = iR$  изменяется медленно и имеет форму растянутых пилообразных импульсов.

Также как и дифференцирующая цепь  $LR$  подобная интегрирующая цепь в силу большей конструктивной сложности используется редко.

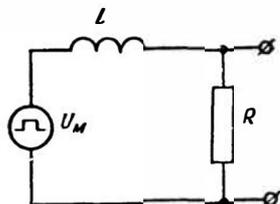


Рис. 4-5. Интегрирующая цепь  $RL$

#### § 4.4. ГЕНЕРАТОРЫ УДАРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

В главе 2 было описано возникновение в контуре затухающих синусоидальных колебаний при ударном возбуждении. Генераторы, использующие этот принцип, называются генераторами ударного возбуждения или генераторами со звенящими контурами. Существующие схемы таких генераторов отличаются друг от друга местом включения контура.

На рис. 4-6, а приведена схема генератора с контуром в цепи анода. До поступления отрицательного импульса на вход схемы через лампу протекает постоянный ток  $I_{a0}$ . Проходя по катушке контура, он создает магнитное поле, в котором сосредоточивается энергия  $W_L = \frac{LI_{a0}^2}{2}$ . Так как активное сопротивление катушки  $r$  мало, то напряжение на контуре считают равным нулю.

Входной импульс запирает лампу, анодный ток быстро прекращается и в катушке индуктируется э. д. с. (с полярностью, указанной на рис. 4-6, а вне скобок), стремящаяся поддержать ток в прежнем направлении. Так как лампа заперта, то ток замыкается через конденсатор  $C$  и заряжает его, сообщая нижней обкладке положительный, а верхней отрицательный заряды. При этом энергия магнитного поля катушки постепенно переходит в энергию электрического поля конденсатора  $\Psi_C$ . К моменту, когда ток в контуре  $i_k$

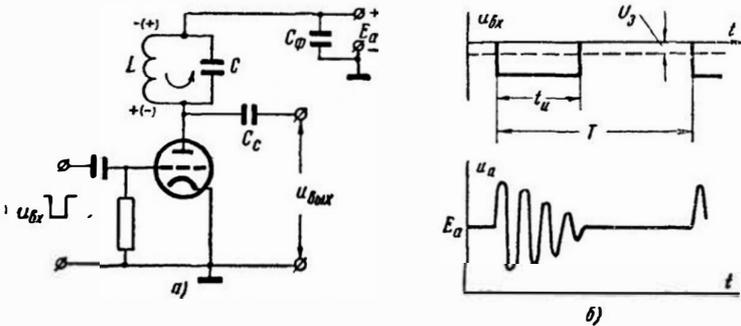


Рис. 4-6. Генератор ударного возбуждения с контуром в цепи анода

становится равным нулю, конденсатор заряжается до максимального напряжения  $U_{м0}$  и вся энергия, сосредоточенная прежде в магнитном поле катушки, сосредоточивается теперь в электрическом поле конденсатора:

$$W_C = \frac{CU_{м0}^2}{2} \approx \frac{LI_{a0}^2}{2}. \quad (4-5)$$

В следующий момент времени конденсатор начинает разряжаться на катушку и т. д. и в контуре возникают свободные колебания.

Обычно параметры контура выбирают с таким расчетом, чтобы период этих колебаний  $T' = 2\pi \sqrt{LC}$  был меньше длительности входного импульса  $t_и$  и получают за время  $t_и$  серию колебаний.

Через конденсатор  $C_φ$ , блокирующий источник анодного питания, верхняя обкладка конденсатора контура  $C$  по переменному току соединена с корпусом (рис. 4-6, а). Таким образом, первая половина выходного напряжения является положительной (рис. 4-6, б). При этом напряжение на аноде лампы  $u_a = E_a + U_{м0}$  намного пре-

вышает напряжение источника, что должно учитываться при выборе разделительного конденсатора  $C_c$ .

Наличие в реальном контуре активного сопротивления приводит к потерям энергии, т. е. к затуханию колебаний. Пренебрегая этим затуханием в течение первой полуволны колебаний, из равенства (4-5) определяют начальную амплитуду напряжения на контуре:

$$U_{m0} = I_{a0} \sqrt{\frac{L}{C}} = I_{a0} z_B, \quad (4-6)$$

где  $z_B = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{\omega_0 C}$  — волновое сопротивление контура.

Уменьшение амплитуды колебаний происходит по экспоненциальному закону. К моменту окончания входного импульса (через время  $t = t_n$ )

$$U_{m. \text{кон}} = U_{m0} e^{-\frac{t_n}{\tau}}.$$

Логарифмируя это выражение и переходя от натуральных логарифмов к десятичным, получим

$$\tau = \frac{t_n}{2,31 \lg \frac{U_{m0}}{U_{m. \text{кон}}}}.$$

Так как  $\tau = \frac{2L}{r}$ , то сопротивление потерь контура, при котором отношение  $\frac{U_{m. \text{кон}}}{U_{m0}} = K_{\text{доп}}$ ,

$$r = \frac{2L}{\tau} = \frac{4,6 L \cdot \lg \frac{1}{K_{\text{доп}}}}{t_n}.$$

Имея в виду, что длительность запирающего импульса

$$t_n = nT' = \frac{n}{f},$$

где  $n$  — число колебаний за время  $t = t_n$ ;

$T'$  — период колебаний;

$f$  — частота колебаний в контуре,

$$r = \frac{4,6 L f \lg \frac{1}{K_{\text{доп}}}}{n}.$$

Следовательно, если за время  $t_n$  амплитуда колебаний не должна уменьшиться более, чем в  $K_{\text{доп}}$  раз, то активное сопротивление контура  $r$  не должно превышать приведенного значения.

По окончании входного импульса лампа отпирается и в катушке возникает э. д. с. самоиндукции (с полярностью, указанной на рис. 4-6, *a* в скобках), препятствующая теперь мгновенному нара-

станции анодного тока. Поэтому первая полуволна вновь возникших свободных колебаний имеет отрицательную полярность. С отпиранием лампы колебания в контуре сравнительно быстро затухают, так как контур шунтируется теперь внутренним сопротивлением открытой лампы  $R_i$ . Чем меньше  $R_i$ , тем больше сопротивление потерь  $\Delta r = \frac{z_{в1}^2}{R_i}$  вносится лампой в контур и тем быстрее затухают колебания.

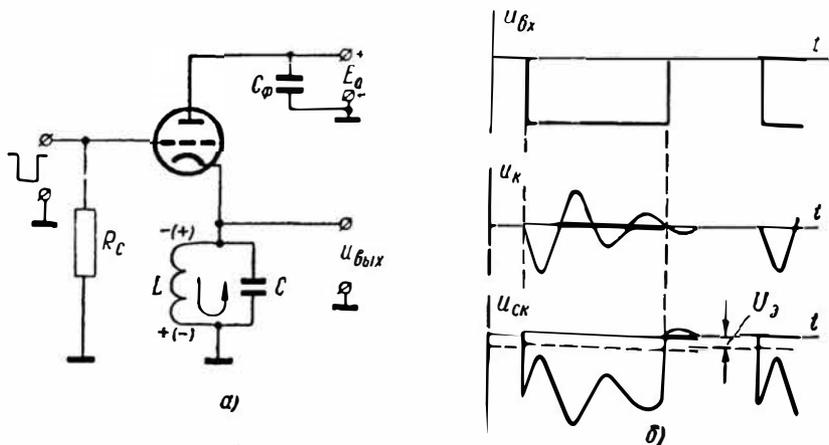


Рис. 4-7. Генератор ударного возбуждения с контуром в цепи катода

После затухания колебаний через катушку вновь будет протекать только постоянный ток  $I_{a0}$ , а с приходом следующего отрицательного импульса описанный процесс повторится.

Одним из недостатков рассмотренной схемы является сравнительно большое время затухания колебаний в контуре после отпирания лампы.

Этот недостаток практически устранен в схеме с контуром в цепи катода (рис. 4-7). Схема работает аналогично рассмотренной, т. е. с приходом и окончанием входного отрицательного импульса в контуре ударно возбуждаются колебания, которые постепенно затухают.

Однако включение контура в цепь катода обуславливает ряд особенностей схемы. В момент запирающей лампы в катушке контура возбуждается э. д. с. той же полярности, что и в предыдущей схеме (на рис. 4-7, а она указана вне скобок). Но ввиду того, что в данном случае с корпусом соединена нижняя обкладка конденсатора С, первая полуволна выходного напряжения  $u_{вых} = u_k$  является отрицательной (рис. 4-7, б). При этом потенциал сетки относительно катода  $u_{ск} = -U_{м.вх} - (-U_{м.0})$  возрастает и для надежного запирающей лампы входной импульс должен иметь амплитуду

$$U_{\text{м. вх.}} > |U_3| + U_{\text{м. 0}},$$

где напряжение запириания  $U_3$  соответствует  $E_a + U_{\text{м. 0}}$  — наибольшей разности потенциалов между анодом и катодом, а  $U_{\text{м. 0}}$  определяется по формуле (4-6).

По прекращении действия отрицательного входного импульса лампа отпирается и каскад уподобляется катодному повторителю с нагрузкой в виде контура (полярность возникающей в катушке э. д. с. показана на рис. 4-7, а в скобках). При этом все напряжение  $u_k$  контура прикладывается в противоположной фазе между сеткой и катодом, что в свою очередь создает на контуре напряжение, противофазное напряжению  $u_k$  и почти такой же величины. В результате этого колебания в контуре весьма быстро затухают.

Для получения расчетных соотношений следует иметь в виду, что в то время, как лампа открыта, контур работает от «генератора» с весьма малым внутренним сопротивлением  $R_i' \approx \frac{1}{S}$ , сильно шунтирующим контур и приводящим к быстрому затуханию колебаний. Чтобы колебания срывались сразу после отпириания лампы, необходимо выполнить условие аperiodического процесса:  $r' > 2z_b$ , где  $r' = r + \frac{z_b^2}{R_i'}$  — полное сопротивление потерь контура с учетом шунтирующего действия лампы.

Поэтому условие аperiodического процесса запишется в виде

$$r' = r + z_b^2 S > 2z_b.$$

Так как обычно  $r \ll z_b$ , то из последнего выражения следует, что резкий срыв колебаний наступит при

$$\frac{2}{S} < z_b. \quad (4-8)$$

В ряде случаев сопротивление утечки  $R_c$  присоединяют вторым концом не к корпусу, а к  $+E_a$ , чтобы увеличить  $I_{a0}$ .

Если в контуре генератора ударного возбуждения обеспечить критический режим ( $r = 2z_b$ ), то его можно использовать для формирования остrokонечных разнополярных импульсов, т. е. в целях дифференцирования.

Обычно в таком генераторе контур состоит из катушки индуктивности  $L$  и паразитной емкости схемы  $C_0$ , включающей в себя собственную емкость катушки  $C_L$ , выходную емкость лампы  $C_{\text{вых}}$ , входную динамическую емкость последующего каскада  $C_{\text{вх}}$  и емкость монтажа.

Критический режим обеспечивается шунтированием контура активным сопротивлением  $R_{\text{ш}}$ . Его величина должна быть такой, чтобы удовлетворялось равенство

$$\frac{z_b^2}{R_{\text{ш}}} = 2z_b = 2 \sqrt{\frac{L}{C_0}}. \quad (4-9)$$

где левая часть выражения является пересчитанным в контур сопротивлением шунта (активным сопротивлением катушки по сравнению с ним пренебрегаем).

При поступлении на вход схемы (рис. 4-8) каждого фронта отрицательного прямоугольного импульса контур ударно возбуждается, но благодаря критическому затуханию процесс ограничивается одной полуволной. Амплитуда сформированного таким образом импульса может быть найдена с помощью выражения (2-18)

$$u_C = i x_C = \left( I_0 e^{-\delta t} \cdot \frac{1}{\omega_0 C_0} \right) \sin \omega_0 t.$$

При  $r = 2z_b$  колебательный процесс вырождается — частота собственных колебаний контура  $\omega_0$  стремится к нулю. Поэтому, заменяя в предыдущем выражении  $\sin \omega_0 t$  его аргументом, получим

$$u_C = \frac{I_0}{C_0} e^{-\delta t}.$$

Исследовав последнее выражение на максимум, т. е. приравняв его производную по времени нулю, определим, что  $u_C = U_m$

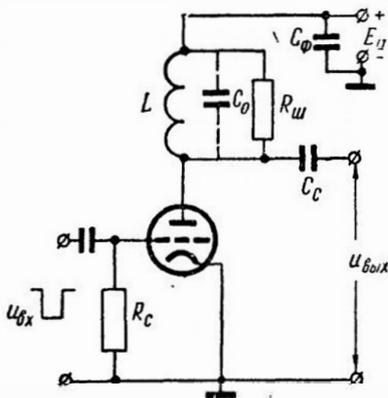


Рис. 4-8. Генератор ударного возбуждения с дифференцирующим контуром

при  $t = \tau = \frac{1}{\delta}$ . Учитывая, что при критическом режиме  $r = 2z_b$ , т. е.

$$\delta = \frac{r}{2L} = \frac{2z_b}{2L} = \frac{1}{\sqrt{LC_0}},$$

находим амплитуду напряжения на контуре:

$$U_m = I_0 e^{-1} \frac{\sqrt{LC_0}}{C_0} = 0,37 I_0 z_b.$$

Из выражения (4-9)  $z_b = 2R_{ш}$ , поэтому

$$U_m = 0,74 I_0 R_{ш}. \quad (4-10)$$

Обычно длительность сформированного импульса принимают равной половине периода собственных колебаний контура

$$t_n = \frac{T}{2} = \pi \sqrt{LC_0}. \quad (4-11)$$

Выражением (4-9) было записано условие критического режима без учета шунтирующего действия лампы, т. е. при возбуждении контура передним фронтом отрицательного входного импульса, когда лампа запирается. При действии заднего фронта открывающаяся лампа дополнительно шунтирует контур — потери в нем

возрастают, в результате чего импульс растягивается и амплитуда его оказывается меньше.

В ряде случаев каскад с дифференцирующим контуром обеспечивает большие амплитуду и крутизну фронта остроконечного импульса, чем емкостная дифференцирующая цепь, то объясняет его широкое использование.

#### § 4-5. ФОРМИРУЮЩИЕ ЛИНИИ

##### Формирование прямоугольных импульсов длинной линией

Рассмотрим длинную линию (рис. 4-9, а), которая с помощью ключей  $K_{Л1}$  и  $K_{Л2}$  присоединена либо к источнику постоянного напряжения  $E$ , либо к нагрузке  $R_H$ .

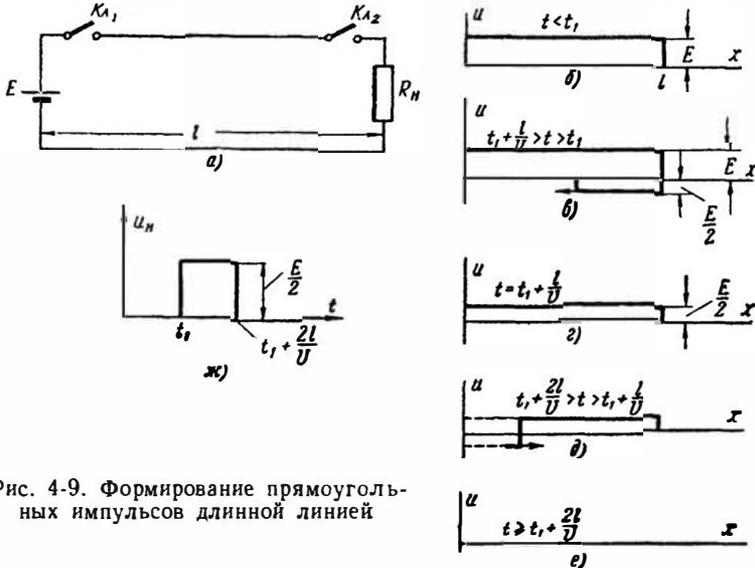


Рис. 4-9. Формирование прямоугольных импульсов длинной линией

Предположим, что внутреннее сопротивление источника  $R_i$  равно волновому сопротивлению линии  $z_B$  и сопротивление нагрузки  $R_H = z_B$ . Линия не имеет потерь.

Замкнем ключ  $K_{Л1}$ , оставив  $K_{Л2}$  разомкнутым. Как было показано в главе 2, такая разомкнутая линия через время  $t = \frac{2l}{v}$  будет по всей длине равномерно заряжена до напряжения  $E$  (4-9, б).

Эту линию можно рассматривать как источник напряжения  $E$  с внутренним сопротивлением, равным  $z_B$ . Поэтому, если в момент  $t = t_1$  замкнуть ключ  $K_{Л2}$  и разомкнуть ключ  $K_{Л1}$ , то на нагрузке  $R_H = z_B$  выделится напряжение

$$U_H = \frac{E}{z_B + z_B} \cdot z_B = \frac{E}{2}.$$

Поскольку каждый элементарный участок линии заряжен до напряжения  $E > U_n$ , то линия начинает разряжаться через  $R_n$ . Иначе говоря, от нагрузки к разомкнутому началу линии распространяется волна с напряжением  $-\frac{E}{2}$  (рис. 4-9, в), разряжающая линию до напряжения  $\frac{E}{2}$ .

В момент  $t = t_1 + \frac{l}{v}$  волна напряжения достигнет начала линии (рис. 4-9, г), отразится от него без изменения амплитуды и фазы и начнет распространяться к нагрузке. При этом начальные участки линии окажутся разряженными до нуля (рис. 4-9, д), а к моменту  $t = t_1 + \frac{2l}{v}$  вся линия полностью разрядится (рис. 4-9, е).

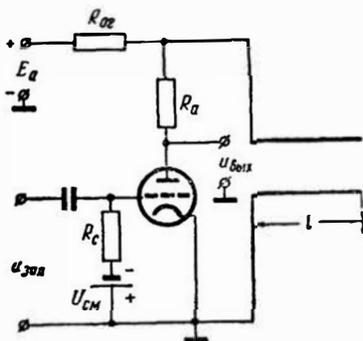


Рис. 4-10. Генератор с формирующей длинной линией

Так как волна  $\frac{E}{2}$  достигнет нагрузки лишь через время  $t = \frac{2l}{v}$  после замыкания ключа  $K_2$ , то в течение этого времени  $U_n = \frac{E}{2}$ , т. е. на нагрузке выделится прямоугольный импульс напряжения (рис. 4-9, ж) с амплитудой  $U_m = \frac{E}{2}$  и длительностью  $t_n = \frac{2l}{v}$ .

Таким образом, принципиально длинная линия может быть использована как устройство, формирующее прямоугольные импульсы, длительность которых пропорциональна длине линии.

Схема генератора импульсов, использующего формирующую длинную линию, приведена на рис. 4-10. Здесь роль сопротивления  $R_n$  играет анодная нагрузка лампы  $R_a$ , а роль ключей  $K_1$  и  $K_2$  — тиратрон и  $R_{ог} \gg R_a$ .

До поступления на вход схемы запускающего импульса тиратрон заперт отрицательным смещением  $U_{см}$ . В это время линия полностью заряжается до напряжения  $E_a$ .

Если теперь на сетку тиратрона подать положительный запускающий импульс, то он зажжется, сопротивление его резко упадет и линия начнет разряжаться через  $R_a$  и тиратрон, вследствие чего на нагрузке появится импульс. Через время  $t = \frac{2l}{v}$  вся линия полностью разрядится и тиратрон погаснет. При правильно подобранных параметрах схемы на нагрузке сформируется импульс длительностью  $t_n = \frac{2l}{v}$ .

Линии с распределенными параметрами используются для формирования импульсов наносекундной длительности, когда требуемая длина линии невелика. Увеличение длительности формируемого импульса приводит к увеличению длины линии, что ограничивает ее практическое использование. Так, для формирования импульсов длительностью  $t_n = 2$  нсек длина линии

$$l = \frac{vt_n}{2} = \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 2 \cdot 10^{-9}}{2} = 0,3 \text{ м} = 30 \text{ см},$$

для формирования импульсов длительностью  $t_n = 2$  мксек

$$l = \frac{vt_n}{2} = \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 2 \cdot 10^{-6}}{2} = 300 \text{ м}.$$

Для формирования импульсов микро- и миллисекундной длительности используют искусственные линии.

### Искусственные линии

Искусственные линии представляют собой электрические или электромеханические устройства, которые подобно длинным линиям обладают способностью задерживать появление напряжения или тока на выходе по отношению к моменту их появления на входе. Однако природа задержки в длинных и искусственных линиях различна.

В длинных линиях задержка обусловлена конечной скоростью распространения электромагнитной волны по линии.

В искусственных линиях, как будет показано ниже, наряду с указанной, имеют место иные причины задержки, что обусловлено особенностью устройства линий.

Существует несколько разновидностей искусственных линий: электрические, которые делятся на однородные и неоднородные, и ультразвуковые, подразделяемые в свою очередь на пьезоэлектрические и магнитострикционные.

*Однородная искусственная линия* по существу представляет собой длинную линию, в которой конструктивно увеличено время задержки на единицу длины. Такой линией является кабель, внутренняя жила которого свернута в спираль (рис. 4-11).

Так как погонные индуктивность и емкость  $L_1, C_1$  такой линии больше, чем у линии обычной конструкции, то скорость распространения волны вдоль линии  $v = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$  оказывается меньше, т. е. время задержки больше.

Еще большего эффекта добиваются, навивая спираль на ферромагнитный сердечник, благодаря чему возрастают погонная индуктивность линии и время задержки.

Однородные линии используются для задержки и формирования импульсов длительностью меньше 1 мксек.

Промышленностью выпускаются искусственные однородные линии, обеспечивающие задержку до  $500 \text{ нсек/м}$ , с волновым сопротивлением порядка  $350 \div 500 \text{ ом}$ .

Достоинством однородных линий является возможность плавной регулировки времени задержки, что обеспечивается перемещением по спирали скользящего ползунка.

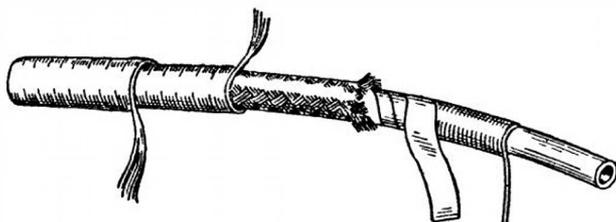


Рис. 4-11. Однородная искусственная линия

Неоднородная искусственная линия иначе называется цепочной (рис. 4-12). Она представляет собой ряд  $L$ - $C$  ячеек с сосредоточенными постоянными.

Число ячеек является эквивалентом длины линии с распределенными параметрами, а сосредоточенные постоянные ячейки  $L$  и  $C$  — эквивалентами погонных индуктивности  $L_1$  и емкости  $C_1$ .

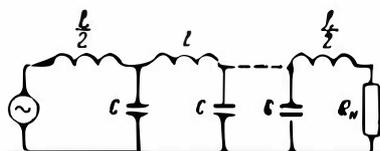


Рис. 4-12. Неоднородная искусственная линия

Для полноценной замены линии с распределенными параметрами неоднородной искусственной линией необходимо, чтобы полная индуктивность  $L_{\text{общ}}$  и полная емкость  $C_{\text{общ}}$  обеих линий

были соответственно равны. Для длинной линии  $L_{\text{общ}} = L_1 l$  и  $C_{\text{общ}} = C_1 l$ , для искусственной —  $L_{\text{общ}} = Ln$  и  $C_{\text{общ}} = Cn$ , т. е. условие эквивалентности линий имеет вид:

$$Ln = L_1 l; \quad Cn = C_1 l. \quad (4-12)$$

Так как  $L$  и  $C$  в неоднородной линии могут быть достаточно велики, то габариты ее можно значительно сократить. Однако чем больше число ячеек, тем точнее искусственная линия воспроизводит линию с распределенными параметрами.

О свойствах цепочечной линии, как и о свойствах всякой длинной линии, судят по волновому сопротивлению  $z_{\text{в}}$  и величине временной задержки  $t_3$ .

Заменяя с помощью выражения (4-12) параметры длинной линии  $L_1$  и  $C_1$  соответствующими параметрами  $L$  и  $C$ , получаем для искусственной линии

$$z_B = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = \sqrt{\frac{L}{C}}; \quad (4-13)$$

$$t_3 = \frac{l}{v} = l \sqrt{L_1 C_1} = l \sqrt{\frac{Ln}{l} \cdot \frac{Cn}{l}} = n \sqrt{LC}. \quad (4-14)$$

Несмотря на внешнее сходство, явления в неоднородных искусственных линиях принципиально отличаются от явлений в линиях с распределенными параметрами.

Действительно, рассматриваемая искусственная линия представляет собой цепь с сосредоточенными постоянными. Следовательно, в отличие от длинной линии любое изменение напряжения или тока на ее входе мгновенно передается на выход. Тем не менее в искусственной линии имеет место запаздывание выходных явлений относительно входных, которое объясняется особенностями переходных процессов в этой линии.

В самом деле, искусственную линию можно рассматривать как совокупность колебательных контуров. При изучении переходных процессов в контурах было показано, что напряжение на конденсаторе контура достигает максимального значения лишь спустя некоторое время после подключения к контуру источника напряжения (рис. 2-12, а).

Очевидно на выходе искусственной линии изменения входного напряжения появляются мгновенно, но достигают заметной величины лишь через промежуток времени, который принимают за время задержки  $t_3$ .

Цепочечные линии, как и другие разновидности искусственных линий, используются для задержки, формирования и селекции импульсов.

Для получения на выходе линии импульсов заданной формы она должна иметь достаточно широкую полосу пропускания.

Заметим, что каждая  $LC$  ячейка цепочечной линии представляет собой фильтр нижних частот — устройство, пропускающее без заметного ослабления лишь колебания частот, меньших частоты среза  $f_{cp}$ .

Действительно, с повышением частоты входного напряжения сопротивление индуктивностей ячеек, включенных последовательно с нагрузкой линии, увеличивается, а сопротивление емкостей ячеек, включенных параллельно нагрузке, уменьшается. Таким образом, с увеличением частоты напряжение на нагрузке уменьшается. Поэтому искусственная линия передает без искажений лишь такие импульсы, ширина спектра которых  $\Delta f = f_B$  меньше частоты среза.

Из теории фильтров известно, что частота среза

$$f_{cp} = \frac{1}{\pi \sqrt{LC}}.$$

В главе 1 было показано, что высшая гармоника спектра прямоугольного импульса может быть принята равной

$$f_{\text{в}} = \frac{2 \div 5}{t_{\text{и}}}.$$

Следовательно, условие передачи импульса без искажений запишется в виде

$$f_{\text{ср}} \geq \frac{1}{\pi \sqrt{LC}} = (2 \div 5) \frac{1}{t_{\text{и}}}. \quad (4-15)$$

С другой стороны, для передачи импульса без искажений линия должна быть согласована с нагрузкой, т. е. должно выполняться условие

$$z_{\text{в}} = R_{\text{н}}. \quad (4-16)$$

Определим основные параметры цепочечной линии, приняв  $f_{\text{ср}} = f_{\text{в}} = \frac{2}{t_{\text{и}}}$  и  $z_{\text{в}} = R_{\text{н}}$ . Сравнивая выражения (4-13) и (4-16), получим  $\sqrt{\frac{L}{C}} = R_{\text{н}}$ , откуда

$$L = R_{\text{н}}^2 C \text{ и } C = \frac{L}{R_{\text{н}}^2}.$$

Подставляя поочередно эти значения в выражение (4-15), имеем

$$C = \frac{t_{\text{и}}}{2\pi R_{\text{н}}} \text{ и } L = \frac{t_{\text{и}} R_{\text{н}}}{2\pi}. \quad (4-17)$$

Если линия используется для задержки импульсов на время  $t_{\text{з}}$ , то число ячеек  $n$  определится из формулы (4-14). Используя значения  $C$  и  $L$  в соответствии с выражением (4-17), получим

$$n = \frac{t_{\text{з}}}{\sqrt{LC}} = \frac{2\pi t_{\text{з}}}{t_{\text{и}}}. \quad (4-18)$$

Форма импульса на выходе тем больше будет приближаться к прямоугольной, чем больше гармоник, входящих в состав его спектра, пройдет через линию без существенных искажений. Последнее зависит от частоты  $f_{\text{ср}}$ , обратно пропорциональной параметрам ячеек  $L$  и  $C$ , которые для обеспечения широкой полосы пропускания должны поэтому иметь малую величину.

С другой стороны, для получения малых габаритов линии число ячеек  $n$  должно быть небольшим, т. е. заданная задержка импульса должна обеспечиваться за счет увеличения  $L$  и  $C$  каждой ячейки (см. выражение 4-14). Уменьшение числа ячеек с одновременным увеличением  $L$  и  $C$  приводит к искажениям формы импульса, которые в основном сводятся к уменьшению крутизны его фронтов, так как высокочастотные составляющие спектра плохо пропускаются линией.

Поскольку  $f_{\text{ср}}$  является верхней граничной частотой, то время нарастания фронта, добавляемое линией,

$$t_n = \frac{0,35}{f_{\text{в}}} = \frac{0,35}{f_{\text{ср}}} = 0,35\pi \sqrt{LC} \approx 1,1 \sqrt{LQ}. \quad (4-19)$$

В случаях использования искусственной линии для формирования импульсов, когда она включается в схему, подобную изображенной на рис. 4-10, ее параметры определяются через длительность формируемого импульса. По аналогии с длинной линией длительность импульса, формируемого искусственной линией,

$$t_n = 2t_3 = 2n \sqrt{LC}. \quad (4-20)$$



Рис. 4-13. Конструкция цепочечной линии

Считая по-прежнему  $R_n = z_{\text{в}} = \sqrt{\frac{L}{C}}$ , из этого равенства и выражения (4-20) получим

$$L = \frac{t_n R_n}{2n} \quad \text{и} \quad C = \frac{t_n}{2n R_n}. \quad (4-21)$$

Число ячеек  $n$  находится в данном случае путем сравнения выражений (4-14) и (4-19):

$$n = 1,1 \frac{t_3}{t_{\phi}}.$$

Учитывая, что для формирующей линии  $t_3 = \frac{t_n}{2}$ , получим

$$n = 0,55 \frac{t_n}{t_{\phi}}.$$

Обычно число ячеек формирующей линии берут

$$n = 0,3 \frac{t_n}{t_{\phi}}. \quad (4-22)$$

Конструктивно цепочечные линии представляют собой текстолитовый или ферритовый стержень, на который без каркаса, обычно проводом ПЭВ-1, наматываются катушки индуктивности. Конденсаторы типа КСО или КТК присоединяются одним концом между катушками, а другим — к общему проводу (рис. 4-13). Обычно число ячеек  $n = 2 \div 8$ .

Для регулирования времени задержки в качестве конденсаторов линии используют вариконды или емкости  $p$ - $n$ -переходов полупро-

водниковых приборов, величины которых зависят от напряжений между электродами.

Цепочечные линии используются для задержки импульсов на единицы и десятки микросекунд. Дальнейшее увеличение  $t_3$  (числа ячеек) нецелесообразно, так как связано с увеличением габаритов линии, потерь и искажений передаваемого импульса.

Приведем примеры расчета неоднородных искусственных линий.

1. Произведем расчет неоднородной искусственной линии, нагруженной на  $R_n = 1$  ком и предназначенной для задержки импульсов длительностью  $t_n = 2$  мксек на время  $t_3 = 4$  мксек.

В соответствии с равенствами (4-17) и (4-18) определяем

$$C = \frac{2 \cdot 10^{-6}}{2 \cdot 3,14 \cdot 10^3} = 318 \text{ пф}, \quad L = \frac{2 \cdot 10^{-6} \cdot 1 \cdot 10^3}{2 \cdot 3,14} = 318 \text{ мкГн},$$

$$n = \frac{4 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{318 \cdot 10^{-6} \cdot 318 \cdot 10^{-12}}} \approx 12.$$

Выбираем по ГОСТу  $C = 330$  пф и, приняв  $n = 12$ , уточняем по формуле (4-18) величину

$$L = \frac{(4 \cdot 10^{-6})^2}{330 \cdot 10^{-12} \cdot (12)^2} = 337 \text{ мкГн}.$$

Время нарастания фронта, добавляемое линией,

$$t_n = 1,1 \sqrt{LC} = 1,1 \sqrt{337 \cdot 10^{-6} \cdot 330 \cdot 10^{-12}} \approx 0,33 \text{ мксек}.$$

2. Произведем расчет неоднородной искусственной линии, формирующей импульсы длительностью  $t_n = 1$  мксек, длительность фронта которых не превышает 0,05 мксек, если  $R_n = 2$  ком.

В соответствии с равенствами (4-21) и (4-22) получаем

$$n = 0,3 \frac{1}{0,05} = 6, \quad L = \frac{1 \cdot 10^{-6} \cdot 2 \cdot 10^3}{2 \cdot 6} \approx 170 \text{ мкГн},$$

$$C = \frac{1 \cdot 10^{-6}}{2 \cdot 6 \cdot 2 \cdot 10^3} \approx 41,5 \text{ пф}.$$

Выбираем по ГОСТу  $C = 43$  пф.

Ультразвуковые линии задержки, иногда называемые акустическими линиями, используются для получения задержек свыше 20 мксек.

Действие их основано на преобразовании электрических импульсов в механические колебания ультразвуковых частот. Так как скорость распространения звуковых колебаний значительно меньше скорости распространения электромагнитных волн, то после обратного преобразования механических колебаний в электрические напряжение на выходе линии появится с заметной задержкой относительно момента подачи его на вход.

Ультразвуковые линии малых габаритов обеспечивают задержку порядка сотен и тысяч микросекунд.

Рассмотрим принцип действия и устройство ультразвуковых линий с помощью блок-схемы (рис. 4-14).

Преобразование электрических импульсов в механические колебания, и обратно, осуществляется либо с использованием пьезоэлектрического эффекта, либо с помощью явления магнитострикции. В связи с этим различают пьезоэлектрические и магнитострикционные линии.

В пьезоэлектрических линиях в качестве преобразователей используются пластины кварца, который эквивалентен колебательному контуру с высокой добротностью, т. е. с узкой полосой пропускания. Поэтому при непосредственной подаче видеопульса на пластину



Рис. 4-14. Блок-схема ультразвуковой линии задержки

кварца в ней ударно возбуждаются колебания и происходит сильное искажение формы импульса: на выходе линии вместо видеопульса получаются затухающие синусоидальные колебания.

Гораздо лучший результат получается при подаче на кварцевую пластину радиопульса. Этим и объясняется наличие в блок-схеме модулятора, преобразующего входной видеопульс в радиопульс с частотой заполнения  $f$ , равной резонансной частоте кварцевой пластины. Под действием радиопульса кварцевая пластина колеблется и вызывает механические колебания в звукопроводе.

В качестве звукопровода используют бруски плавленного кварца, магниевых сплавов, ртуть, воду или смесь воды с этиловым спиртом. Твердый звукопровод быстрее чем жидкий передает колебания и обеспечивает время задержки не более 1 мсек. Жидкий звукопровод наливается в стальные трубы и обеспечивает задержку до 5 мсек при длине около 2 м.

Механические колебания, достигшие конца звукопровода, воздействуют на кварцевую пластину и между ее зажимами выделяется напряжение, соответствующее заполнению радиопульса.

Так как колебания в звукопроводе сильно затухают, то амплитуда радиопульса на выходе линии значительно меньше, чем на входе. Поэтому в линии используется усилитель.

Детектор преобразует радиопульс в видеопульс, задержанный относительно входного импульса на заданное время.

*Магнитострикционная линия* основана на использовании магнитострикционного эффекта, который имеет место в ферромагнитных материалах (железо, кобальт, никель и т. п.).

Подобно пьезоэлектрическому различают *прямой и обратный магнитострикционный эффект*. Прямой состоит в том, что под действием продольной составляющей магнитного поля изменяется дли-

на помещенного в него ферромагнитного стержня. *Обратный магнитострикционный эффект* проявляется в изменении магнитной индукции поля в случае деформации находящегося в нем ферромагнитного стержня.

В простейшем виде магнитострикционная линия представляет собой две катушки, намотанные на расстоянии друг от друга на никелевом стержне, вдоль которого создано постоянное поле.

Видеоимпульс, преобразованный в радиоимпульс, подводится к одной из катушек. При этом изменяется индукция магнитного поля катушки, вследствие чего происходит деформация стержня. Возникшая таким образом ультразвуковая волна через некоторое время деформирует стержень около второй катушки и вызывает в ней изменение магнитного потока. Э. д. с., наводимая при этом во второй катушке, представляет собой задержанный радиоимпульс, после усиления и детектирования которого на выходе линии выделяется задержанный видеоимпульс.

Благодаря тому, что на стержень магнитострикционной линии можно намотать множество катушек, она используется как многоканальное распределительное устройство.

#### § 4-6. АМПЛИТУДНЫЕ ДИОДНЫЕ ОГРАНИЧИТЕЛИ

Для формирования импульсов широко используются амплитудные ограничители — устройства, напряжение на выходе которых пропорционально входному напряжению до тех пор, пока последнее не достигнет некоторого уровня, называемого порогом ограничения, а затем остается постоянным, несмотря на изменения входного напряжения.

Характеристика ограничителя обязательно должна быть нелинейной с тем, чтобы пропорциональность между  $u_{\text{вых}}$  и  $u_{\text{вх}}$  имела место только на определенном участке. Поэтому необходимой деталью ограничителя является нелинейный элемент (электронная лампа, полупроводниковый прибор и т. д.).

Напряжение на выходе ограничителя с характеристикой, изображенной на рис. 4-15, а, следует за входным напряжением, пока последнее не превысит уровня  $U_{\text{ог}}$ , дальнейшее увеличение  $u_{\text{вх}}$  не вызывает изменений  $u_{\text{вых}}$ . Такой вид ограничения называется ограничением по максимуму или ограничением сверху.

На рис. 4-15, б и в показаны характеристики, обеспечивающие соответственно ограничение по минимуму (снизу) и двустороннее ограничение с уровнями ограничения  $U_{\text{ог}}$ .

Роль нелинейного элемента в схемах диодных ограничителей выполняет вакуумный или полупроводниковый диод.

На рис. 4-16, а приведена идеализированная вольт-амперная характеристика вакуумного диода. При отрицательном потенциале анода относительно катода ( $u_a < 0$ ) диод закрыт и обладает беско-

нечто большим сопротивлением. При  $u_a > 0$  диод открыт и его внутреннее сопротивление  $R_i$  имеет порядок  $100 \div 500 \text{ ом}$ .

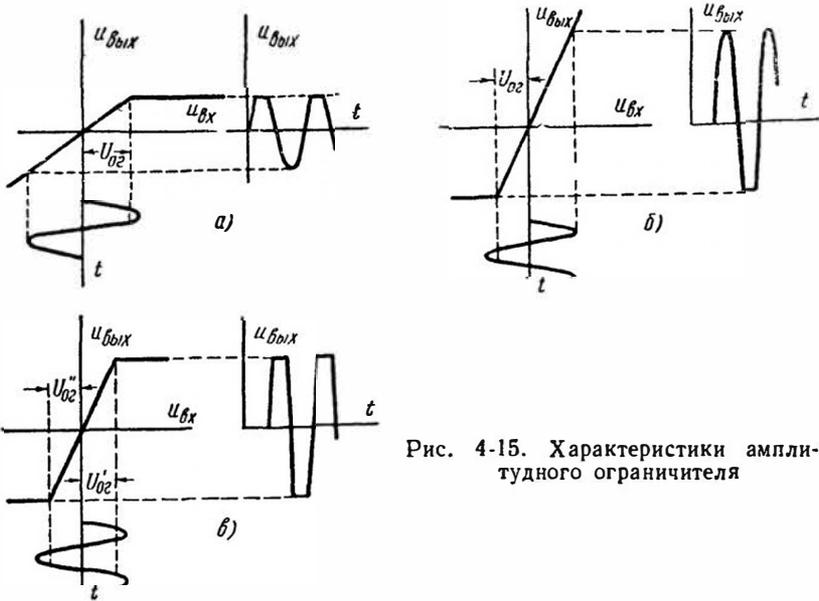


Рис. 4-15. Характеристики амплитудного ограничителя

Внутреннее сопротивление полупроводникового диода в прямом направлении много меньше вакуумного и составляет десятки ом, но в обратном направлении не является бесконечно большим (рис. 4-16, б), что приводит к нечеткому ограничению.

При рассмотрении диодных ограничителей следует исходить из того, что практически диод проводит ток, когда потенциал его анода выше потенциала катода.

В зависимости от способа соединения нагрузки и лампы различают последовательные и параллельные диодные ограничители.

### Последовательные диодные ограничители

Если на вход последовательного ограничителя (рис 4-17, а) поступает положительная полуволна синусоидального напряжения, то в цепи проходит ток

$$i = \frac{u_{вх}}{R_i + R_n},$$

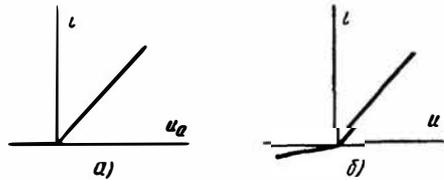


Рис. 4-16. Идеализированные характеристики диодов.

а — вакуумного; б — полупроводникового

который создает напряжение на сопротивлении диода  $R_i$  и на нагрузке  $R_n$ . Обычно выбирают  $R_n \gg R_i$ . Тогда

$$u_{\text{вых}} = iR_n = \frac{u_{\text{вх}}}{R_i + R_n} R_n \approx u_{\text{вх}}.$$

Очевидно,  $u_{\text{вых}}$  несколько меньше  $u_{\text{вх}}$ . Это учтено на рис. 4-17, а, где для сопоставления кривая  $u_{\text{вх}}$  показана пунктиром.

Во время действия отрицательной полуволны  $u_{\text{вх}}$  диод заперт и  $u_{\text{вых}} = 0$ .

Итак, рассмотренная схема обеспечивает ограничение входного напряжения снизу с порогом ограничения, равным нулю.

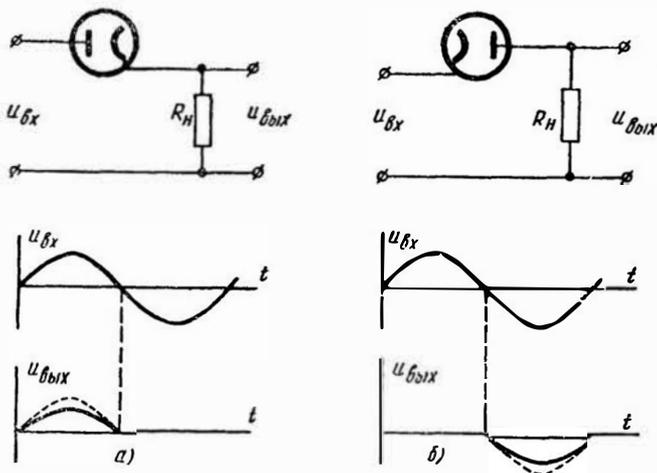


Рис. 4-17. Последовательные диодные ограничители с нулевым уровнем ограничения

Ограничение сверху с нулевым порогом получают, изменив полярность включения диода (рис. 4-17, б).

Схемы, изображенные на рис. 4-17, используются для исключения импульсов определенной полярности из последовательности разнополярных импульсов.

При необходимости иметь порог ограничения, отличный от нуля, последовательно с нагрузкой включают источник постоянного напряжения  $E$  (рис. 4-18). В этом случае

$$u_{\text{вых}} = u_{R_n} + E,$$

где  $u_{R_n}$  и  $E$  подставляются с учетом их полярности.

В схеме, изображенной на рис. 4-18, а, источник  $E$  сообщает катоду диода отрицательный потенциал  $u_k$ , а анод его через источник входного напряжения связан с положительным зажимом. Поэтому до поступления входного напряжения диод открыт и через сопротивление  $R_n$  протекает ток, выделяя на нем напряжение с полярностью,

указанной на рисунке. Если основным сопротивлением в цепи этого тока является  $R_H$ , то  $u_{RH} \approx E$  и  $u_{вых} = E - u_{RH} \approx 0$ .

Положительная полуволна входного напряжения увеличивает потенциал анода  $u_a$ , ток через диод и напряжение  $u_{RH}$ , благодаря

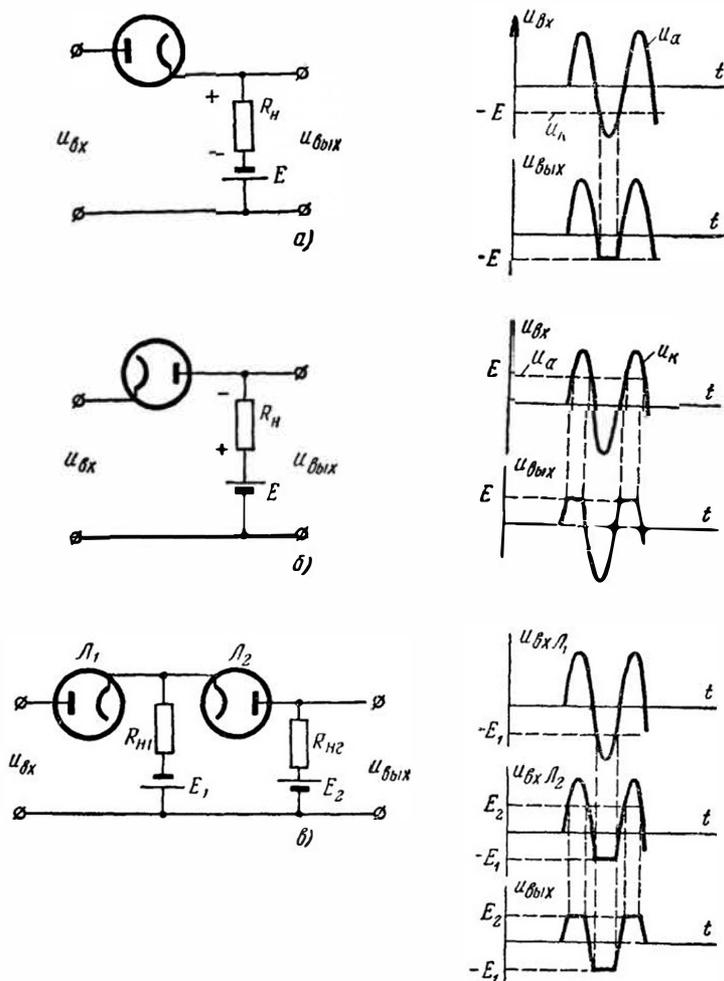


Рис. 4-18. Последовательные диодные ограничители с уровнем ограничения, отличным от нуля

чему на выходе появляется напряжение, повторяющее по форме входное.

При действии отрицательной полуволны  $u_{вх}$  диод будет проводить ток, пока потенциал анода  $u_a$  не станет более отрицательным, чем потенциал катода  $u_k$ , т. е. пока  $u_{вх}$  не опустится ниже уровня  $-E$ . До

этого момента выходное напряжение, имея отрицательную полярность, увеличивается по абсолютной величине, а затем остается постоянным, пока диод вновь не откроется.

Таким образом, рассмотренная схема обеспечивает ограничение снизу с отрицательным порогом.

Если на рис 4-18, *а* изменить полярность источника  $E$  и поменять местами точки подключения диода, то получится схема, приведенная на рис. 4-18, *б*. Рассуждая аналогично предыдущему, убеждаемся, что в данном случае имеет место ограничение сверху с положительным порогом.

Рассмотрение других сочетаний полярности источника  $E$  и включения диода не представляет большого труда.

Комбинируя ограничение снизу и сверху (рис 4-18, *а* и *б*), получаем схему двустороннего ограничения (рис. 4-18, *в*), которая используется, в частности, для формирования из синусоидального напряжения трапецеидальных импульсов. Диод  $L_1$  беспрепятственно пропускает положительную полуволну входного напряжения, но ограничивает отрицательную полуволну на уровне  $E_1$  подобно схеме на рис. 4-18, *а*. Диод  $L_2$  беспрепятственно пропускает с нагрузки  $R_{н1}$  на выход схемы ограниченную отрицательную полуволну и обрывает на уровне  $E_2$  положительную полуволну, подобно схеме на рис. 4-18, *б*.

Существенное влияние на работу последовательных диодных ограничителей оказывают паразитные емкости: междуэлектродная емкость диода  $C_{ак}$  и емкость  $C_0$ , которая составляется входной емкостью последующего устройства  $C_{вх}$  и емкостью монтажа  $C_m$ . Если диод включен катодом к нагрузке (как в схеме на рис 4-17, *а* и 4-18, *а*) и накал соединен с корпусом, то в емкость  $C_0$  входит и емкость катод-накал  $C_{к.п.}$

Для выяснения влияния емкостей предположим, что на вход схемы (рис. 4-19) включен генератор идеальных прямоугольных импульсов, так как в этом случае действие паразитных емкостей проявляется наиболее полно. Для некоторого упрощения объяснений происходящих процессов внутреннее сопротивление генератора примем равным нулю.

Допустим, что вначале диод заперт отрицательным входным импульсом  $U_m$  и  $u_{вых} = 0$ . В момент  $t = t_1$  на вход схемы воздействует положительный перепад напряжения величиной  $2U_m$ , тогда анод диода приобретает потенциал  $U_m$ , а напряжение на выходе (на катоде диода) определится делением скачка  $2U_m$  между емкостями  $C_{ак}$  и  $C_0$ , так что

$$u_{вых} = 2U_m \frac{C_{ак}}{C_{ак} + C_0},$$

Обычно  $C_{ак} \ll C_0$ , поэтому в момент скачка  $u_{вых} < U_m$  потенциал анода оказывается выше потенциала катода, диод открывается и напряжение на выходе (на емкости  $C_0$ ) нарастает по

экспоненциальному закону от величины  $2U_m \frac{C_{ак}}{C_{ак} + C_0}$  до установившегося значения  $U_m \frac{R_n}{R_l + R_n} \approx U_m$ . Если  $C_{ак} \ll C_0$  и  $R_n \gg R_l$ , то нарастание происходит с постоянной времени  $\tau_3 = R_l C_0$ .

В момент  $t = t_2$  на входе действует отрицательный перепад напряжения величиной  $2U_m$ , анод диода принимает потенциал  $-U_m$ .

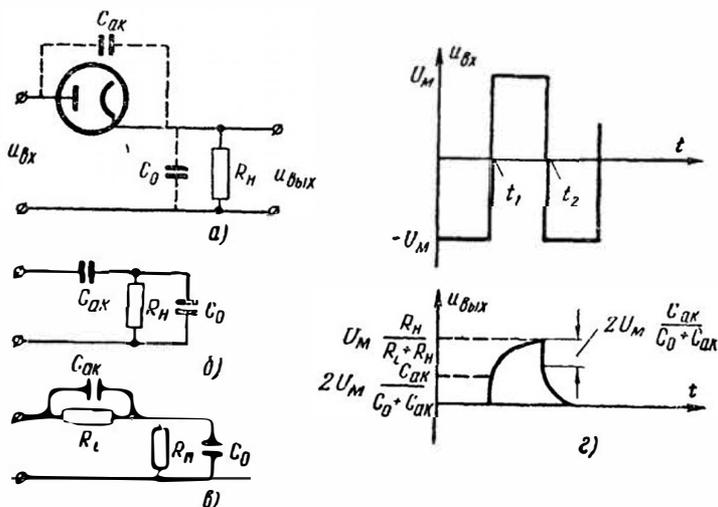


Рис. 4-19. К влиянию емкостей на работу последовательного диодного ограничителя:

а — схема каскада; б — эквивалентная схема каскада при запертом диоде; в — эквивалентная схема каскада при открытом диоде; г — эпюры напряжений

а потенциал катода уменьшается на величину  $2U_m \frac{C_{ак}}{C_0 + C_{ак}}$  и принимает значение

$$U_{вых} = U_m \frac{R_n}{R_l + R_n} - 2U_m \frac{C_{ак}}{C_0 + C_{ак}} \approx U_m - 2U_m \frac{1}{1 + \frac{C_0}{C_{ак}}}$$

Так как  $C_{ак} \ll C_0$ , то потенциал анода оказывается ниже потенциала катода, диод запирается и напряжение на выходе экспоненциально спадает до нуля с постоянной времени

$$\tau_p = (C_0 + C_{ак}) R_n \approx C_0 R_n$$

Ввиду того, что  $R_n \gg R_l$  ( $\tau_p \gg \tau_3$ ), срез выходных импульсов имеет большую длительность, чем передний фронт. При заданной

длительности среза  $t_c$  сопротивление  $R_H$  выбирают в соответствии с неравенством

$$R_H \leq \frac{t_c}{2,2(C_0 + C_{ак})}$$

### Параллельные диодные ограничители

Необходимым элементом параллельного диодного ограничителя (рис. 4-20) является ограничивающее сопротивление  $R_{ог}$ , которое выбирают так, чтобы выполнялось неравенство

$$R_l \ll R_{ог} \ll R_H$$

Входное напряжение распределяется между  $R_{ог}$  и участком цепи, образованным параллельно включенными диодом и нагрузкой  $R_H$ .

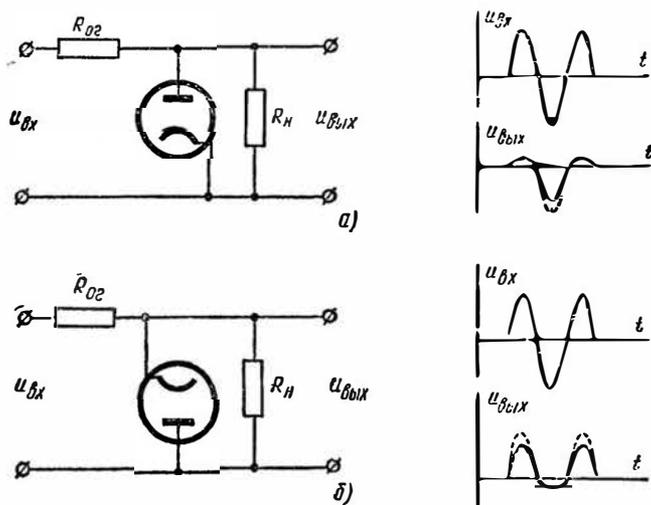


Рис. 4-20. Параллельные диодные ограничители с нулевым уровнем ограничения

При открытом диоде сопротивление этого участка за счет небольшого  $R_l$  мало и почти все входное напряжение выделяется на  $R_{ог}$ .

Когда диод заперт, сопротивление указанного участка равно  $R_H \gg R_{ог}$  и на нем падает основная часть  $u_{вх}$ .

Пока диод заперт, напряжение на выходе ограничителя практически повторяет входное, а при открытом диоде —  $u_{вых}$  весьма мало (но не равно нулю) и с ним обычно не считаются.

В схеме, изображенной на рис. 4-20, а, диод открывается во время действия положительной полуволны  $u_{вх}$ . Поэтому на выходе выделяется только отрицательная полуволна (схема обеспечивает ограничение сверху с нулевым порогом).

Если точки включения диода поменять местами, то на выходе схемы (рис 4-20, б) выделится лишь положительная полуволна (схема обеспечивает ограничение снизу с нулевым порогом).

Использование источника в цепи диода позволяет получить уровень ограничения, отличный от нуля.

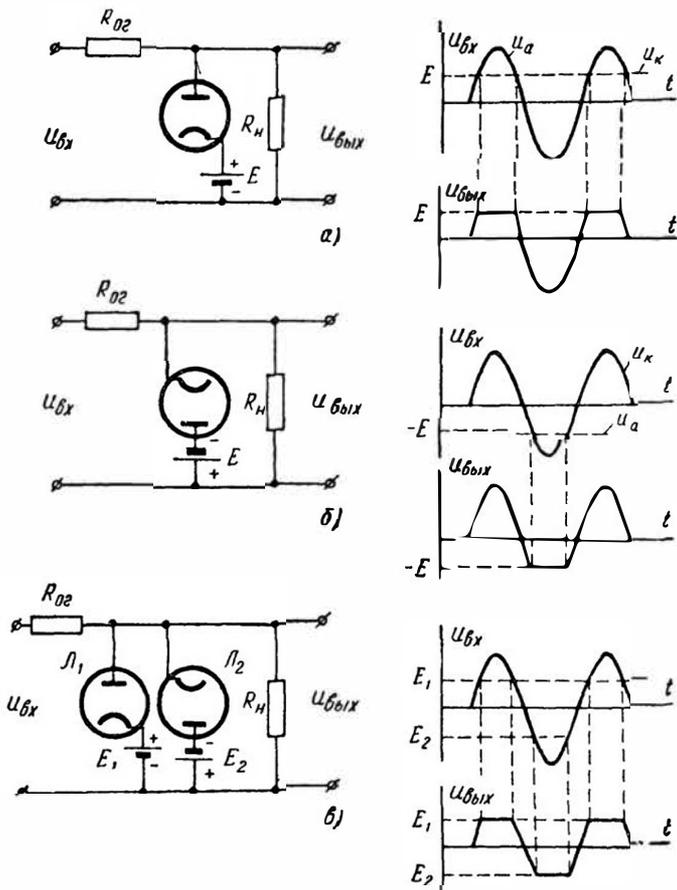


Рис. 4-21. Параллельные диодные ограничители с уровнем ограничения, отличным от нуля

Так, в схеме, изображенной на рис. 4-21, а, в отсутствии входного напряжения диод заперт и  $u_{вых} = 0$ . Отрицательная полуволна  $u_{вх}$  не может отпереть диод и почти все ее напряжение выделяется на выходе. Пока входное напряжение положительной полуволны (потенциал анода  $u_a$ ) не превышает потенциала катода ( $u_c = E$ ), диод заперт и напряжение со входа передается на выход. После того как  $u_{вх}$  превзойдет  $E$ , диод откроется и выходное напряжение перестает

нет изменяться вслед за входным напряжением. Таким образом, схема обеспечивает ограничение сверху на уровне  $E$ .

Ограничение снизу на уровне  $-E$  дает схема, приведенная на рис. 4-21, б. Здесь диод открыт, когда отрицательная полуволна  $u_{вх}$  (потенциал катода  $u_{к}$ ) оказывается ниже потенциала анода ( $u_{а} = -E$ ). До этого выходное напряжение изменяется вслед за входным, а затем остается равным  $-E$ .

Комбинируя рассмотренные схемы, получаем двустороннее ограничение входного напряжения (рис. 4-21, в). До поступления входного напряжения диоды  $L_1$  и  $L_2$  заперты и  $u_{вых} = 0$ . Во время действия положительной полуволны лампа  $L_2$  заперта и схема работает

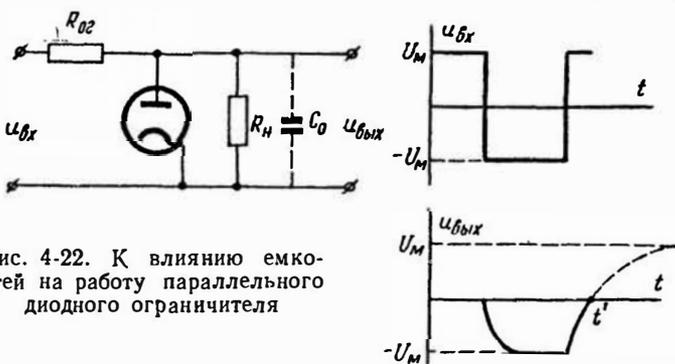


Рис. 4-22. К влиянию емкостей на работу параллельного диодного ограничителя

подобно схеме, изображенной на рис. 4-21, а, обеспечивая ограничение на уровне  $E_1$  сверху. В течение отрицательной полуволны заперт диод  $L_1$  и схема работает подобно схеме на рис. 4-21, б обеспечивая ограничение снизу на уровне  $-E_2$ .

На работу параллельного диодного ограничителя оказывают влияние паразитные емкости. В этом случае емкость, шунтирующая сопротивление  $R_н$ ,

$$C_0 = C_{вх} + C_m + C_{зк}.$$

Если диод включен анодом к корпусу, то в  $C_0$  входит и емкость катод-накал  $C_{к.н}$ .

Будем по-прежнему считать, что на вход схемы включен генератор идеальных прямоугольных импульсов, внутреннее сопротивление которого равно нулю.

Начнем рассмотрение работы схемы с момента, когда на входе действует положительный импульс напряжения  $U_m$  (рис. 4-22). При этом открытый диод шунтирует емкость  $C_0$  и напряжение на выходе  $u_{вых} = 0$ .

Изменение полярности выходного импульса вызовет запираание диода, который запрется как только потенциал анода станет меньше потенциала катода. После этого емкость  $C_0$  заряжается через сопротивление  $R_{ог}$  до напряжения  $-U_m$  с по-

стоянной времени  $\tau_3 = C_0 \cdot \frac{R_{\text{ог}} R_{\text{н}}}{R_{\text{ог}} + R_{\text{н}}} \approx C_0 R_{\text{ог}}$  и время нарастания переднего фронта отрицательного выходного импульса, добавляемое ограничителем,

$$t_{\text{н}} = 2,2 \tau_3 \approx 2,2 R_{\text{ог}} C_0.$$

$R_{\text{ог}}$  следует выбирать из условия

$$R_{\text{ог}} \leq \frac{t_{\text{н. доп}}}{2,2 C_0},$$

где  $t_{\text{н. доп}}$  — допустимое время нарастания, добавляемое ограничителем.

Очередное изменение полярности входного напряжения не вызывает мгновенного отпираания диода, так как между его анодом и катодом имеется емкость  $C_0$ , заряженная до напряжения  $-U_{\text{м}}$ . Под действием положительного перепада  $u_{\text{вх}}$  емкость  $C_0$  начинает перезаряжаться с постоянной времени  $\tau \approx C_0 R_{\text{ог}}$  и напряжение на ней стремится к уровню  $+U_{\text{м}}$ . В некоторый момент времени  $t'$   $u_{\text{вх}}$  достигает нулевого значения, диод отпирается, емкость  $C_0$  практически закорачивается его малым сопротивлением и изменение выходного напряжения прекращается, оно остается равным нулю.

Так как скорость перезаряда больше скорости заряда, то изменение напряжения на величину  $U_{\text{м}}$  происходит за меньшее время, т. е. длительность среза отрицательного выходного импульса  $t_c < t_{\text{ф}}$ .

Влияние паразитной емкости на схему, обеспечивающую ограничение снизу, аналогично рассмотренному.

Сопоставление работы последовательных и параллельных диодных ограничителей приводит к выводу, что последовательная схема обеспечивает более четкое ограничение, чем параллельная.

Действительно, в последовательной схеме после запираания диода  $u_{\text{вых}}$  не меняется; в параллельном ограничителе  $u_{\text{вых}}$  после отпираания диода меняется, хотя значительно меньше чем  $u_{\text{вх}}$  (рис. 4-20).

Прямоугольные импульсы, сформированные любым ограничителем из синусоидального напряжения, принципиально не имеют идеальной формы, даже если считать, что в схеме отсутствуют паразитные емкости.

Длительность фронтов этих импульсов с учетом последнего предположения зависит от амплитуды  $U_{\text{м}}$ , частоты  $f$  синусоидального напряжения и величины уровня  $U_{\text{ог}}$ , на котором происходит ограничение. Чем больше  $U_{\text{м}}$  и  $f$ , тем круче нарастает синусоидальное напряжение на входе (рис. 4-23) и импульсы на выходе. С уменьшением  $U_{\text{ог}}$  длительность фронтов выходных импульсов  $t_{\text{ф}}$  дополнительно уменьшается.

Величину  $t_{\text{ф}}$  (рис. 4-23) определяют, исходя из того, что

$$U_{\text{ог}} = U_{\text{м}} \sin 2\pi f t_{\text{ф}}.$$

Если ограничение ведется с целью получения прямоугольных импульсов, то длительность фронта  $t_{\phi}$  обычно весьма мала, что дает основание заменить синусоидальную функцию  $\sin 2\pi f t_{\phi}$  ее аргументом и записать  $U_{ог} = 2\pi U_m f t_{\phi}$ , откуда

$$t_{\phi} = \frac{U_{ог}}{2\pi U_m f}. \quad (4-23)$$

Часто напряжение на ограничитель подается с анода лампового каскада (например, с усилителя). В этом случае для разделения постоянной и переменной составляющих напряжения приходится использовать конденсатор  $C$  (рис. 4-24). Выясним влияние такого конденсатора на работу схемы, пренебрегая сопротивлением открытого диода и выходным сопротивлением лампового каскада.

До подачи на вход усилителя переменного напряжения конденсатор заряжен до величины  $u_C = U_{a0}$ , где  $U_{a0}$  — постоянная со-

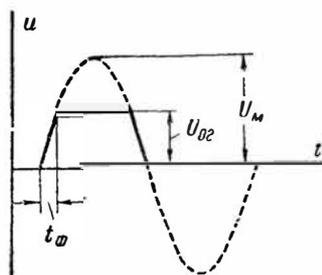


Рис. 4-23. К определению длительности фронта импульса, сформированного из синусоидального напряжения

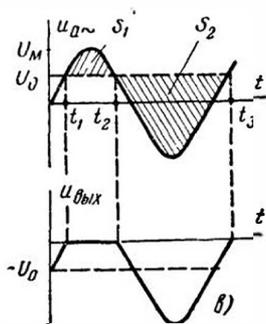
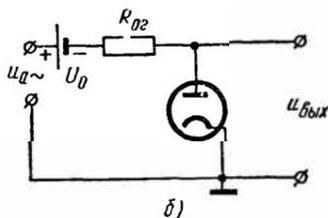
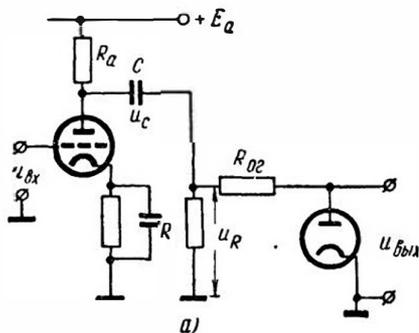


Рис. 4-24. Усилитель с выходом на диодный ограничитель

ставляющая напряжения на аноде лампы. При действии положительной полуволны  $u_{a\sim}$  конденсатор заряжается через сопротивление  $R$  и цепь открытого диода ( $R_3 = \frac{RR_{ог}}{R + R_{ог}}$ ). Во время отрицательной полуволны  $u_{a\sim}$  диод заперт и конденсатор разряжается через сопротивление  $R_p = R$ .

Благодаря этому ток заряда  $i_3$  оказывается больше тока разряда  $i_p$  и поэтому с момента действия  $u_{вх}$  конденсатор дополнительно заряжается, так что напряжение на нем превышает  $U_{a0}$  на величину  $\Delta u$ . При этом диод открыт, пока  $u_a = U_{a0} + u_{a\sim}$  будет превосходить  $u_c = U_{a0} + \Delta u$ , т. е. в течение времени, меньшего половины периода, а заперт в течение времени, большего половины периода.

В результате заряд конденсатора  $C$  осуществляется большим током в течение меньшего времени, а разряд — меньшим током в течение большего времени. Последнее приведет к тому, что напряжение  $u_c$  постепенно установится и примет значение  $u_c = U_{a0} + U_0$ .

Теперь напряжение на входе ограничителя равно

$$u_R = u_a - u_c = U_{a0} + u_{a\sim} - (U_{a0} + U_0) = -U_0 + u_{a\sim}.$$

Таким образом, разделительный конденсатор обеспечивает отрицательное смещение на входе ограничителя. Благодаря этому наряду с отрицательной полуволной  $u_{a\sim}$  на выходе ограничителя выделяется и часть положительной полуволны: диод откроется, когда  $u_{a\sim}$  в положительный полупериод превысит значение  $U_0$  (рис. 4-24, б).

Величину добавочного напряжения на конденсаторе  $U_0$  можно определить, исходя из условия, что в установившемся режиме увеличение и уменьшение заряда за период должны быть равны.

Так как заряд конденсатора происходит за время  $t_1 \div t_2$ , когда  $u_{a\sim}$  превышает  $U_0$  (рис. 4-24, в), а разряд длится  $t_2 \div t_3$ , пока напряжение  $U_0$  превосходит  $u_{a\sim}$ , то приращение заряда

$$dq_3 = i_3 dt = \frac{u_{a\sim} - U_0}{R_3} dt,$$

а уменьшение заряда

$$dq_p = i_p dt = \frac{U_0 - u_{a\sim}}{R_p} dt.$$

Полные изменения количества электричества за период определяются интегрированием  $dq_3$  и  $dq_p$  и соответственно равны

$$q_3 = \frac{S_1}{R_3} \quad \text{и} \quad q_p = \frac{S_2}{R_p},$$

где  $S_1$  и  $S_2$  — площади, ограниченные частями кривой на рис. 4-24, в.

$$\text{Так как } q_3 = q_p, \text{ то } \frac{S_1}{R_3} = \frac{S_2}{R_p}.$$

Подставляя значения  $R_3$  и  $R_p$ , можно после простых преобразований записать:

$$\frac{R}{R_{ор}} = \frac{S_2 - S_1}{S_1}.$$

Как следует из рис. 4-24, в, площади  $S_2$  и  $S_1$  зависят от величин  $U_m$  и  $U_0$ . Можно показать, что для синусоидальной формы кривой  $u_{a\sim}$

$$\frac{R}{R_{ог}} = \frac{2\pi U_0}{2U_m - \pi U_0} \quad \text{и} \quad U_0 = \frac{2U_m}{\pi \left(1 + 2 \frac{R_{ог}}{R}\right)}. \quad (4-24)$$

Меняя при данной величине  $U_m$  отношение  $\frac{R_{ог}}{R}$ , получим различное смещение  $U_0$ .

Как следует из последнего выражения, небольшое напряжение  $U_0$  при значительной амплитуде  $U_m$  имеет место при малом сопротивлении  $R$ , что может привести к перегрузке предыдущего каскада.

Если в схеме (рис. 4-24, а) поменять местами концы подключения диода, то конденсатор зарядится до напряжения  $u_c = U_{a0} - U_0$  и смещение на входе ограничителя будет иметь положительную полярность.

Любопытно отметить, что последовательный диодный ограничитель не сможет работать в схеме, аналогичной рассмотренной. Действительно, в этом случае диод, включенный катодом к конденсатору, не дает последнему зарядиться, так что постоянный потенциал катода — диода будет равен потенциалу анода лампы  $U_{a0}$  и даже при наличии  $u_{a\sim}$  диод будет заперт. При обратном включении диода конденсатор, заряженный через него до максимального напряжения  $u_a = U_{a0} + U_m$ , не может разрядиться и не пропускает ток к нагрузке ограничителя.

## § 4-7. АМПЛИТУДНЫЕ ОГРАНИЧИТЕЛИ-УСИЛИТЕЛИ

Ограничители-усилители выполняются на ламповых и полупроводниковых триодах и пентодах и наряду с ограничением напряжения обеспечивают его усиление.

При формировании прямоугольных импульсов из несинусоидального напряжения эти ограничители обеспечивают, как правило, большую амплитуду и более высокую крутизну фронтов, чем диодные ограничители при тех же входных напряжениях. Недостатком их является большая сложность схемы и необходимость источника анодного питания.

Ограничение в ограничителях-усилителях осуществляется за счет использования нелинейных характеристик ламп: сеточной, анодно-сеточной и анодной.

### Сеточный ограничитель

Сеточный ограничитель отличается от обычного реостатного усилителя наличием ограничивающего сопротивления  $R_{ог}$  в цепи сетки (рис. 4-25, а)

Промежуток сетка-катод проводит ток только при положительных потенциалах сетки относительно катода, т. е. обладает односторонней проводимостью и аналогичен в этом отношении диоду. Поэтому совместно с ограничивающим сопротивлением он образует параллельный диодный ограничитель.

Когда входное напряжение имеет отрицательную полярность или, будучи положительным, не превышает абсолютной величины смещения  $U_{c0}$ , сеточный ток отсутствует, сопротивление указанного промежутка очень велико и сеточное напряжение  $u_c$  изменяется в соответствии с изменением  $u_{вх}$ .

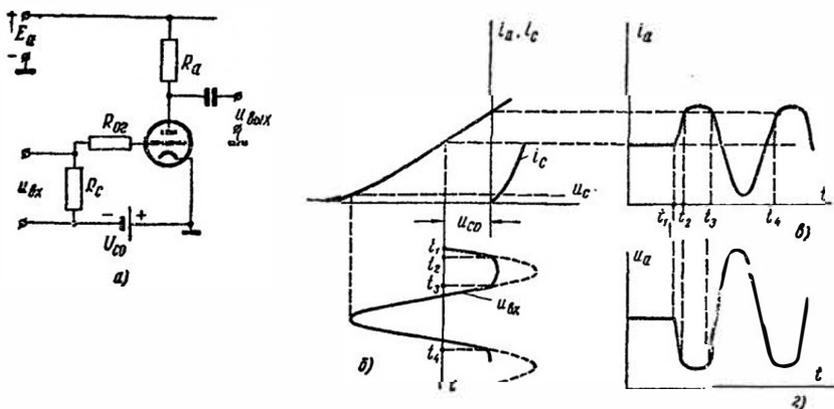


Рис. 4-25. Сеточный ограничитель

Когда входное напряжение превысит абсолютную величину  $U_{c0}$ , появится сеточный ток  $i_c$  и сопротивление участка сетка-катод снизится до весьма небольшого значения порядка 1 ком. Если выбрать сопротивление  $R_{ог} \gg r_0$ , то дальнейшее увеличение  $u_{вх}$  практически не вызовет увеличения сеточного напряжения, которое остается неизменным и близким к нулю. Напряжение, ограниченное таким образом на уровне  $U_{c0}$ , действует между сеткой и катодом лампы, усиливается каскадом и выделяется на выходе.

Описанные процессы иллюстрируются кривыми на рис. 4-25. Анодный ток лампы в промежутках времени  $t_1 \div t_2$  и  $t_3 \div t_4$  (рис. 4-25, б) изменяется в соответствии с входным напряжением и динамической анодно-сеточной характеристикой. В течение времени  $t_2 \div t_3$  в цепи сетки протекает сеточный ток  $i_c$  и имеет место ограничение  $u_{вх}$  по максимуму на уровне  $U_{c0}$ . Поэтому кривые анодного тока и сдвинутого относительно него на  $180^\circ$  анодного напряжения  $u_a$  имеют вид, изображенный на рис. 4-25, в и г.

Таков принцип действия сеточного ограничителя. Некоторые особенности его и соотношения, связанные с расчетом схемы, будут приведены при изложении анодно-сеточного ограничителя, в который описанный ограничитель входит составной частью.

Следует иметь в виду, что если напряжение на сеточный ограничитель подается с анода предыдущего каскада через конденсатор, то последний, как было выявлено выше, явится причиной отрицательного сеточного смещения.

### Анодный ограничитель снизу

Анодный ограничитель снизу (рис. 4-26, а) представляет собой обычный реостатный усилитель, при расчете которого исходная рабочая точка выбирается таким образом, чтобы получить отсечку анодного тока.

В течение времени  $t_1 \div t_2$  (рис. 4-26) анодный ток и анодное напряжение изменяются в соответствии с входным напряжением и ди-

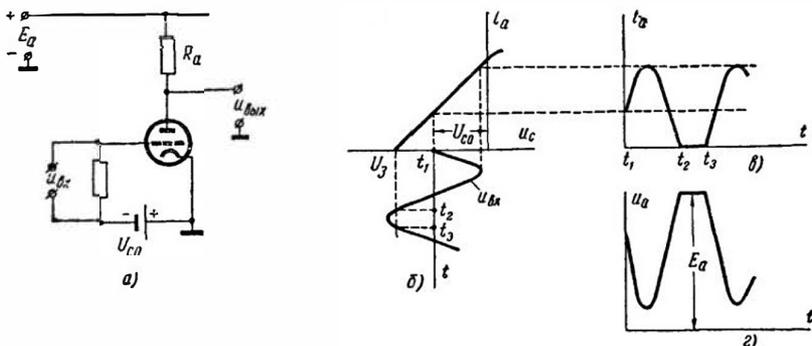


Рис. 4-26. Анодный ограничитель снизу

намической анодно-сеточной характеристикой каскада. В момент  $t_2$  отрицательная полуволна  $u_{вх}$  опускается ниже напряжения запирающего лампы  $U_3$ , наступает отсечка анодного тока и дальнейшее уменьшение  $u_{вх}$  не влияет на работу схемы. Поэтому в промежутке времени  $t_2 \div t_3$  анодный ток равен нулю, а напряжение на аноде составляет  $E_a$ . Таким образом, каскад обеспечивает ограничение входного напряжения снизу на уровне  $U_3 - U_{c0}$  и последующее его усиление.

Для четкого ограничения в схеме следует использовать лампу с резкой отсечкой анодного тока.

### Анодно-сеточный ограничитель

Комбинируя сеточное ограничение сверху и анодное ограничение снизу, получают двусторонний ограничитель. Схема его приведена по существу на рис. 4-25, а.

Кривые, иллюстрирующие процессы в рассматриваемом ограничителе, изображены на рис. 4-27 и не нуждаются в особых пояснениях.

Двусторонний анодно-сеточный ограничитель находит широкое применение и часто используется для формирования из синусои-

дальнего напряжения импульсов, близких по форме к прямоугольным. Поэтому рассмотрим его более подробно.

Прежде всего заметим, что двустороннее ограничение возможно, когда полный размах входного напряжения превышает величину напряжения запирания лампы  $U_3$ . При больших значениях  $U_{вх}$  возрастает крутизна фронтов выходных импульсов, а перепад напряжения на аноде остается неизменным и равным

$$U_M = U_3 K,$$

где  $K$  — коэффициент усиления каскада.

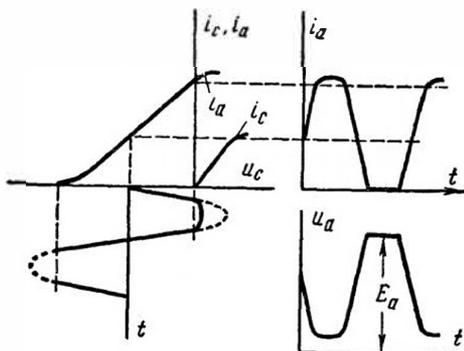


Рис. 4-27. Кривые напряжений и токов в схеме анодно-сеточного ограничителя

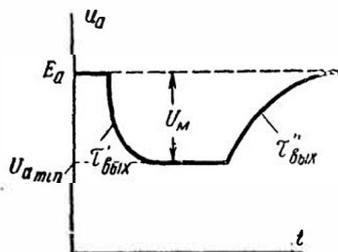


Рис. 4-28. К влиянию паразитной емкости на работу анодно-сеточного ограничителя

Длительность фронтов выходных импульсов зависит от крутизны нарастания входного синусоидального напряжения, времени нарастания напряжения между сеткой и катодом лампы и времени нарастания, добавляемого анодной цепью.

Чем больше амплитуда  $U_{м.вх}$ , тем меньше длительность фронта  $t_{\phi}$  трапецидального импульса, действующего между сеткой и катодом лампы, и тем меньше в конечном счете  $t_{\phi.вых}$ . Увеличение  $t_{\phi}$  происходит и за счет входной емкости каскада  $C_{вх}$ , на которую напряжение подается через сопротивление  $R_{ог}$ .

Стремление уменьшить постоянную времени входной цепи

$$\tau_{вх} = C_{вх} R_{ог} = [C_{с к} + C_{ас}(K + 1)] R_{ог}$$

приводит к необходимости выбирать лампу с малыми междуэлектродными емкостями и уменьшать величину  $R_{ог}$ \*

Постоянная времени выходной цепи зависит от состояния лампы (рис. 4-28). При действии положительной полуволны  $u_{вх}$ , когда лампа отпирается,

$$\tau'_{вых} = C_0 \frac{R_a R_i}{R_a + R_i} = (C_{ак} + C_M + C_H) \frac{R_a R_i}{R_a + R_i},$$

где  $C_H$  — емкость нагрузки (последующего каскада).

\* Написанное выражение  $\tau_{вх}$  справедливо при выходном сопротивлении предыдущего каскада много меньшем  $R_{ог}$ .

При запертой лампе, т. е. при воздействии отрицательной полуволны  $u_{вх}$ , выходное напряжение нарастает с постоянной времени

$$\tau_{вых} = C_0 R_a.$$

Получается, что длительность отрицательного перепада выходного импульса меньше, чем положительного ( $\tau'_{вых} < \tau''_{вых}$ ). Эта разница становится ощутимой при использовании в схеме ламп с внутренним сопротивлением  $R_l$ , соизмеримым с  $R_a$ . Следует подчеркнуть, что при желании уменьшить  $R_a$  (с целью уменьшения  $\tau_{вых}$ ) выбирают лампу с большим током  $I_{a0}$  (при  $u_c = 0$  и  $u_a = E_a - U_m$ ). В этом случае изменение напряжения на сетке создает импульс с заданной амплитудой  $\Delta U_a = U_m = \Delta I_a R_a = I_{a0} R_a$  при меньших  $R_a$ .

Обычно стремятся к тому, чтобы длительность фронта выходного импульса  $t_{вых}$  не превышала длительности фронта импульса на сетке лампы  $t_{ф.с}$  больше, чем на  $10^0/0$ . Подобное требование предьявляется и к входной цепи каскада  $C_0 R_{ог}$ .

Если принять  $t_{ф.с} = 0,9 t_{ф.вых}$ , то время нарастания, добавляемое усилителем (выходной цепью), не должно превышать

$$t_n = \sqrt{t_{ф.вых}^2 - t_{ф.с}^2} = t_{ф.вых} \sqrt{1 - 0,81} \approx 0,44 t_{ф.вых}.$$

Аналогично время спада импульса, добавляемое анодной цепью каскада, не должно превышать  $t_c = 0,44 t_{с.вых}$ , откуда постоянная времени анодной цепи, обеспечивающая данное значение  $t_c$ , должна быть

$$\tau'_{вых} = \frac{t_c}{2,2} = 0,2 t_{с.вых}.$$

Для фронта импульса

$$t_n = 2,2 C_0 R_a = 0,44 t_{ф.вых},$$

откуда

$$\tau''_{вых} = C_0 R_a = 0,2 t_{ф.вых}.$$

Аналогично постоянная времени входной цепи будет

$$\tau_{вх} = C_{вх} R_{ог} \approx 0,2 t_{ф.вых}.$$

В соответствии с этим сопротивление в анодной цепи и ограничивающее сопротивление должны удовлетворять неравенствам:

$$R_a \leq \frac{0,2 t_{ф.вых}}{C_0} \quad \text{и} \quad R_{ог} \leq \frac{0,2 t_{ф.вых}}{C_{вх}}. \quad (4-25)$$

Выбор лампы, обеспечивающей заданные значения  $t_{ф.вых}$  и  $t_{с.вых}$ , удобно производить в соответствии с рекомендациями, изложенными в § 3-5, по токам  $I_{a0}$  (при  $u_c = 0$  и  $u_a = E_a - U_m$ ) и  $I_0$  (при  $u_c = 0$  и  $u_a = E_a$ ).

В данном случае, когда время нарастания (спада) импульса, добавляемое анодной цепью каскада, составляет часть  $t_{ф. вых}$  ( $t_{с. вых}$ ), токи  $I_{a0}$  и  $I_0$  соответственно определяются:

$$I_{a0} \gg \frac{C_0 U_M}{\tau_{вых}} = \frac{C_0 U_M}{0,2 t_{ф. вых}}$$

и

$$I_0 \gg \frac{C_0 U_M}{\tau'_{вых}} = \frac{C_0 U_M}{0,2 t_{с. вых}}$$

### Анодный ограничитель сверху

Анодный ограничитель сверху выполняется на пентоде по схеме реостатного усилителя (рис. 4-29, а) и содержит в цепи анода большое сопротивление.

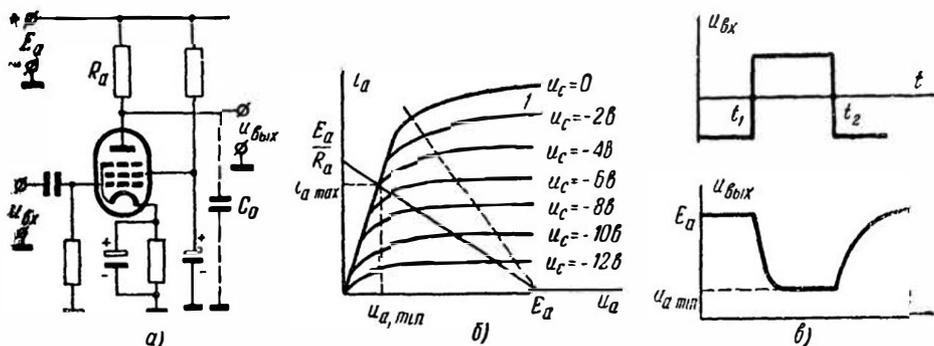


Рис. 4-29. Анодный ограничитель сверху

Проследим работу этого ограничителя, используя семейство анодных характеристик лампы (рис. 4-29, б).

Точка пересечения нагрузочной прямой с каждой анодной характеристикой однозначно определяет значения  $i_a$  и  $u_a$ . При увеличении сеточного напряжения до  $u_c = -4$  в рабочая точка перемещается вдоль нагрузочной прямой и каскад ведет себя как обычный усилитель: с ростом  $u_c$  увеличивается анодный ток и уменьшается анодное напряжение. С момента, когда сеточное напряжение превысит величину  $u_c = -4$  в, значения  $i_a$  и  $u_a$  сохраняются неизменными, так как теперь они определяются точкой пересечения нагрузочной прямой с линией критического режима, с которой сливаются начальные участки всех анодных характеристик. Поэтому при  $u_c \geq -4$  в анодный ток  $i_a = i_{a \max} = \text{const}$  и  $u_a = u_{a \min} = \text{const}$  — схема обеспечивает ограничение входного напряжения сверху.

Причина этого явления заключается в перераспределении тока катода между электродами лампы. С увеличением сеточного напря-

жения до определенной величины вместе с током катода возрастает анодный ток и сильно снижается анодное напряжение. После этого дальнейшее увеличение  $u_c$  и тока катода вызывает лишь увеличение тока экранирующей сетки, в то время как ток в цепи анода из-за незначительного напряжения  $u_a$  остается неизменным.

При малой величине  $R_a$  (нагрузочная прямая, соответствующая этому случаю, изображена на рис. 4-29, б пунктиром) ограничение наступает при больших сеточных напряжениях и больших анодных токах. Чем больше  $R_a$ , тем ниже располагается нагрузочная прямая, тем меньше  $u_{a \min}$  и более четким становится ограничение.

Комбинируя анодное ограничение сверху и снизу, получают двусторонний ограничитель.

Для выяснения влияния выходной емкости каскада  $C_0$  на работу такого двустороннего ограничителя по-прежнему предположим, что переход от запертого состояния лампы к открытому и обратно происходит мгновенно.

Пусть в момент  $t = t_1$  напряжение на сетке под действием входного импульса достигает величины  $u_c = -2 \text{ в}$  и лампа отпирается. Так как к этому времени емкость  $C_0$  заряжена до напряжения  $E_a$ , то при  $t = t_1$  режим каскада определится значениями  $u_c = -2 \text{ в}$  и  $u_a = E_a$  (точка 1 на рис. 4-29, б). Разряд емкости  $C_0$  происходит по закону экспоненты с постоянной времени

$$\tau = C_0 \frac{R_a R_i}{R_a + R_i}.$$

По мере разряда  $C_0$  напряжение на аноде лампы уменьшается и рабочая точка перемещается по характеристике, соответствующей  $u_c = -2 \text{ в}$ , влево. Как только она достигнет линии критического режима, внутреннее сопротивление лампы резко уменьшится до величины  $R'_i$  порядка килоом и напряжение на выходе начнет быстро уменьшаться в соответствии с малой постоянной времени

$$\tau' = C_0 \frac{R'_i R_a}{R'_i + R_a}.$$

При этом рабочая точка перемещается по линии критического режима вниз к нагрузочной прямой.

За счет малого значения  $R'_i$  передний фронт выходного импульса, несмотря на большую величину  $R_a$ , будет иметь умеренную длительность (рис. 4-29, в).

В момент  $t_2$  лампа запирается и напряжение на выходе экспоненциально возрастает с постоянной времени  $\tau'' = C_0 R_a$ . Так как  $\tau'' \gg \tau'$ , то нарастание выходного напряжения оказывается более продолжительным, чем спад (рис. 4-29, в).

## Двусторонний ограничитель с катодной связью

Ограничитель с катодной связью является двухкаскадным устройством и обычно выполняется на двойном триоде (рис. 4-30, а).

На левой половине лампы собран катодный повторитель, нагрузкой которого служит сопротивление  $R_k$ . Напряжение  $u_k$ , выделяющееся на этом сопротивлении, прикладывается между сеткой и катодом правой половины лампы и управляет ее работой.

Работу ограничителя удобно рассматривать с помощью его характеристики (рис. 4-30, б).

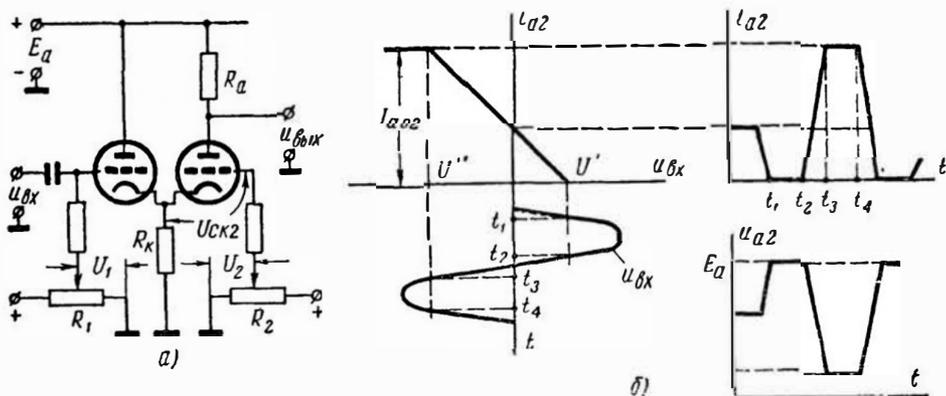


Рис. 4-30. Двусторонний ограничитель с катодной связью

По мере увеличения  $u_{вх}$  напряжение  $u_k$  возрастает и ток правого триода  $i_{a2}$  уменьшается. При некотором значении  $u_{вх} = U'$  напряжение между сеткой и катодом правого триода  $u_{ск2}$  достигает напряжения запирающего  $U_3$  и лампа  $L_2$  запирается (верхний порог ограничения). Дальнейшее увеличение  $u_{вх}$  не изменяет потенциала правого анода:  $u_{а2} = E_a$ .

При определенном входном напряжении отрицательной полярности  $u_{вх} = -U''$  запирается левый триод (нижний порог ограничения) и с дальнейшим уменьшением  $u_{вх}$  напряжение  $u_{а2}$  остается неизменным и равным  $u_{а2} = E_a - I_{a02}R_a$ , где  $I_{a02}$  — ток покоя правого триода.

В рассматриваемом устройстве ограничение сверху происходит за счет отсечки анодного тока правого триода, а ограничение снизу — за счет отсечки анодного тока левого триода.

Отрицательная обратная связь, осуществляемая с помощью сопротивления  $R_k$ , дает возможность избежать сеточных токов при значительных напряжениях  $U_{вх}$ . Последнее обеспечивает большую крутизну изменения напряжения  $u_{вх}$  и, как следствие, быстрее запирает и отпирает правую лампу, т. е. малую длительность фронтов выходных импульсов.

Наличие отрицательной обратной связи позволяет подать в цепь управляющих сеток положительные напряжения  $U_1$  и  $U_2$  с потенциометров  $R_1$  и  $R_2$ . Чем больше  $U_1$ , тем большим отрицательным напряжением  $U''$  запирается левый триод. Вместе с этим при увеличении  $U_1$  возрастает напряжение на сопротивлении  $R_k$  и правый триод запирается при меньшем положительном входном напряжении  $U'$ . С увеличением  $U_1$  характеристика ограничителя смещается влево. Рассуждая аналогично, можно показать, что при увеличении  $U_2$  уровни  $U'$  и  $U''$  и характеристика ограничителя смещаются вправо.

Так как напряжения  $U_1$  и  $U_2$  по-разному влияют на уровни ограничения, то одновременное изменение  $U_1$  и  $U_2$  позволяет сделать уровни одинаковыми, т. е. получить симметричное ограничение и симметричную форму выходных импульсов относительно оси времени. Наряду с этим путем изменения  $U_1$  и  $U_2$  можно раздвинуть уровни ограничения, увеличить ток  $I_{a02}$  (за счет увеличения  $U_2$ ) и получить тем самым большее выходное напряжение.

Хорошая форма выходных импульсов, большое входное сопротивление, возможность регулирования порогов ограничения в значительных пределах и получения симметричного ограничения привели к широкому использованию ограничителей с катодной связью в импульсных устройствах.

### **Двусторонний ограничитель на транзисторе**

Двусторонний ограничитель выполняется по схеме обычного реостатного усилителя на транзисторе (рис. 3-29, з).

Возможность двустороннего ограничения с помощью транзистора обусловлена наличием областей насыщения и отсечки. Такое ограничение имеет место, если полный размах входного тока превышает ширину активной области.

Для симметричного ограничения синусоидального входного сигнала исходная рабочая точка выбирается в середине активной области.

Крутизна фронтов выходных импульсов увеличивается с ростом амплитуды входного тока. Существенное влияние на нее оказывает инерционность транзистора, учет которой приближенно описывается выражениями (3-49) и (3-51). Емкость, шунтирующая нагрузку, и емкость коллекторного перехода дополнительно увеличивают длительность фронтов выходных импульсов так, что по сравнению с импульсами на выходе анодно-сеточного ограничителя они имеют менее благоприятную форму.

### **§ 4-8. ФИКСИРОВАНИЕ УРОВНЯ НАПЯЖЕНИЯ**

Для нормальной работы многих импульсных устройств необходимо, чтобы к началу каждого импульса, вырабатываемого схемой или поступающего на ее вход, напряжения в схеме имели одну и ту же постоянную величину.

Выше, при рассмотрении диодных ограничителей, отмечалось, что на разделительном конденсаторе  $C$ , связывающем отдельные каскады (рис. 4-24, а), происходит постепенное накопление электрических зарядов. За счет этого на входе следующего каскада имеет место изменение начального уровня напряжения  $u_{c2}$  (рис. 4-31).

Изменение начального уровня сеточного смещения  $u_{c2}$  приводит к «сползанию» исходной рабочей точки на участок анодно-сеточной характеристики с малой крутизной, нарушает режим работы каскада и вызывает уменьшение амплитуды выходных импульсов.

Так как в общем случае амплитуда, длительность и период следования импульсов, воздействующих на схему, имеют различную величину, то изменение начального уровня  $u_{c2}$  будет различным и обеспечить его постоянство путем компенсации напряжением определенной величины невозможно. Такая задача решается с помощью фиксаторов уровня.

Влияние фиксатора уровня на работу схемы сводится к резкому уменьшению постоянной времени заряда или разряда переходного конденсатора, вследствие чего уже задолго до поступления очередного импульса в схеме устанавливается необходимый исходный режим.

Наиболее широко используются диодные фиксаторы. Обладая односторонней проводимостью, диод в зависимости от способа включения уменьшает постоянную времени заряда или разряда переходного конденсатора  $C$ .

Различают диодные фиксаторы сверху и снизу с различными уровнями фиксации (нулевым, положительным или отрицательным).

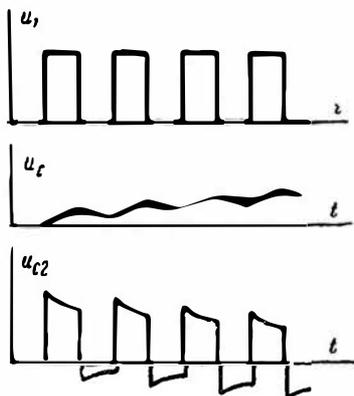


Рис. 4-31. К пояснению необходимости фиксации начального уровня

### Фиксаторы нулевого уровня

До прихода импульса конденсатор  $C$ , разделяющий каскады на лампах  $L_1$  и  $L_2$ , заряжен до  $U_{a0}$ , так что  $u_{\text{вых}} = 0$ . Если во время действия импульса конденсатор дополнительно заряжается на величину  $U_0$ , то после прохождения импульса

$$u_{c2} = u_{\text{вых}} = u_{\text{вх}} - u_C = U_{a0} - (U_{a0} + U_0) = -U_0.$$

Пусть необходимо, чтобы напряжение на входе лампы  $L_2$  независимо от амплитуды, длительности и полярности импульсов, сни-

маемых с анода  $\mathcal{L}_1$ , изменялось только вверх от нулевого уровня (фиксировалось на нулевом уровне снизу). Такое требование обеспечивается включением диода  $D$  параллельно сопротивлению утечки  $R$  так, как показано на рис. 4-32, а. В приведенной схеме предполагается, что  $u_{ux}$  и  $u_c$  имеют постоянную составляющую  $U_{a0}$ , благодаря чему напряжение на выходе изменится только при поступлении импульсов.

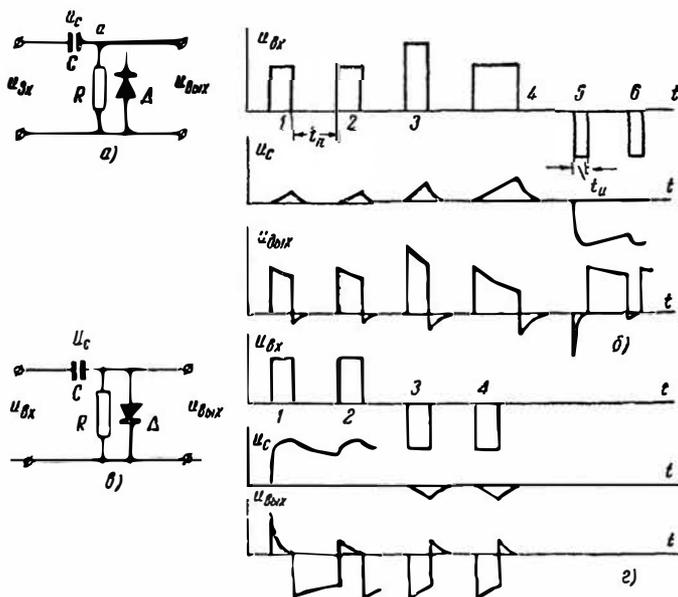


Рис. 4-32. Фиксаторы нулевого уровня

Рассмотрим работу схемы, считая для простоты внутреннее сопротивление источника импульсов равным нулю. При поступлении на вход положительных импульсов 1 и 2 (рис. 4-32, б) диод  $D$  заперт и конденсатор  $C$  заряжается с постоянной времени  $\tau_3 = CR$ . За счет этого напряжение на выходе уменьшается.

Во время паузы  $t_n$  конденсатор  $C$  через источник импульсов подключается параллельно сопротивлению  $R$  и диоду, вследствие чего диод отпирается и конденсатор разряжается одновременно через сопротивление  $R$  и диод с постоянной времени

$$\tau_p = C \frac{RR_i}{R + R_i}.$$

Если  $\tau_p \ll t_n$ , то конденсатор успевает полностью разрядиться, так что избыточное напряжение на нем, вызванное прохождением импульса, становится равным нулю и к моменту поступления очередного импульса  $u_{вых} = 0$ ,

При увеличении амплитуды входных импульсов (импульс 3 на рис. 4-32, б) скорость заряда конденсатора возрастает. Поэтому увеличивается скальвание плоской вершины  $u_{\text{вых}}$  и в момент окончания входного импульса на выходе оказывается больший отрицательный выброс. Вследствие этого разряд конденсатора происходит дольше, однако при выполнении условия  $\tau_p \ll t_n$   $u_{\text{вых}}$  устанавливается равным нулю до поступления очередного импульса.

При увеличении длительности входных импульсов (импульс 4 на рис. 4-32, б) конденсатор успеет зарядиться до большего напряжения. Поэтому после отпирания диода он разряжается дольше, но при соблюдении условия  $\tau_p \ll t_n$   $u_{\text{вых}}$  по-прежнему устанавливается на нулевом уровне до поступления очередного импульса.

Если на вход схемы (рис. 4-32, а) поступают отрицательные импульсы (импульс 5 на рис. 4-32, б), то на выходе в первый момент выделяется весь отрицательный скачок напряжения. Затем конденсатор быстро заряжается через открытый диод, и если

$$\tau_3 = C \frac{RR_i}{R + R_i} \ll t_n,$$

то еще до окончания входного импульса  $u_{\text{вых}} = -u_{\text{вх}} - (-u_c)$  повышается до нуля. В паузе между импульсами диод заперт и конденсатор с постоянной времени  $\tau_p = CR$  относительно медленно разряжается через сопротивление  $R$ . При этом  $u_{\text{вых}} = -(-u_c)$ , т. е. положительно.

Если  $\tau_p \gg t_n$ , то напряжение на конденсаторе за время  $t_n$  изменится мало и с приходом очередного отрицательного импульса б конденсатор быстро дозарядится до его амплитудного значения, а напряжение на выходе снова возрастет до нуля (рис. 4-32, б).

Следовательно, при соблюдении указанных соотношений между  $\tau_3$ ,  $\tau_p$ ,  $t_n$  и  $t_n$  схема на рис. 4-32, а фиксирует выходное напряжение на нулевом уровне снизу, т. е.  $u_{\text{вых}}$  при поступлении импульсов изменяется практически только вверх независимо от их амплитуды, длительности и полярности.

В тех случаях, когда тот же нулевой уровень требуется зафиксировать сверху, следует изменить полярность включения диода Д. Пусть на вход схемы (рис. 4-32, в) поступают положительные импульсы 1 и 2 (рис. 4-32, з). Во время их действия диод открыт и при условии, что

$$\tau_3 = C \frac{R_i R}{R_i + R} \ll t_n$$

$u_{\text{вых}}$  становится равным нулю еще за время действия импульса. В паузе между импульсами диод заперт, так как через источник импульсов напряжение на конденсаторе прикладывается к диоду в непроводящем направлении. Разряд конденсатора происходит с постоянной времени  $\tau = CR$ , при этом  $u_{\text{вых}} = -u_c$  отрицательно.

При поступлении на вход схемы отрицательного импульса  $\mathcal{Z}$  диод заперт, конденсатор заряжается с постоянной времени  $\tau_s = CR$  и выходное напряжение  $u_{\text{вых}} = -u_{\text{вх}} - (-u_c)$  постепенно повышается. В паузе между импульсами напряжение с конденсатора прикладывается к диоду в пропускном направлении, диод от-

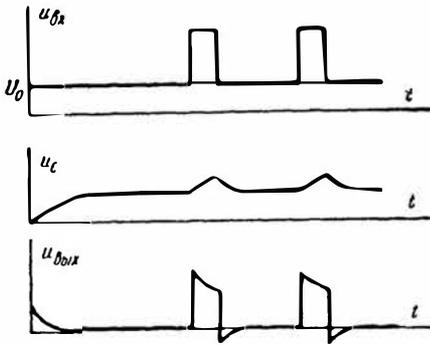


Рис. 4-33. Кривые, иллюстрирующие принцип действия фиксатора

пирается и конденсатор разряжается с постоянной времени

$$\tau_p = C \frac{R_i R}{R_i + R}.$$

Если  $\tau_p \ll t_n$ , то напряжение на выходе еще до прихода очередного импульса оказывается равным нулю.

Следовательно, схема на рис. 4-32, в фиксирует выходное напряжение на нулевом уровне сверху.

Следует отметить, что в отдельные части периода напряжения на выходе схем (рис. 4-32, а и 4-32, в) оказываются соответственно ниже или выше уровня фиксации (рис. 4-32, б и 4-32, г), т. е. уровень фиксации недостаточно четок.

Совершенно ясно, что чем сильнее неравенство  $R \gg \frac{RR_i}{R+R_i}$ , тем больше разница между постоянными времени заряда и разряда конденсатора и тем более четко происходит фиксация.

Важно отметить, что уровень фиксации выходного напряжения не зависит от начального уровня входного напряжения (рис. 4-33), так как постоянная составляющая входного напряжения  $U_0$  выделяется на конденсаторе и выходное напряжение не зависит от  $U_0$  ( $u_{\text{вых}} = u_{\text{вх}} - u_c$ ).

### Фиксаторы положительного уровня

Для обеспечения фиксации напряжения на любом положительном уровне в схему фиксатора включают источник постоянного напряжения  $E$ , величина которого равна заданному уровню фиксируемого напряжения.

Пусть, например, требуется, чтобы напряжение на выходе изменилось только вверх от уровня  $+E$ , т. е. фиксировалось на этом уровне снизу. Такая задача может быть решена с помощью схемы, изображенной на рис. 4-34, а. В этой схеме еще до поступления входного напряжения конденсатор  $C$  заряжается от источника  $E$  через малое внутреннее сопротивление диода и источник импульсов.

К моменту окончания заряда напряжение на конденсаторе  $u_C$  оказывается равным  $-E$ ; ток в цепи прекращается и  $u_{\text{вых}} = E$ .

При поступлении на вход схемы импульсов (рис. 4-34, б) положительный скачок напряжения  $U_m$  через конденсатор  $C$  мгновенно передается на выход так, что  $u_{\text{вых}} = E + U_m$ . При этом диод  $D$  запирается и конденсатор  $C$  через сопротивление  $R$  и источник  $E$  (внутреннее сопротивление последнего должно быть

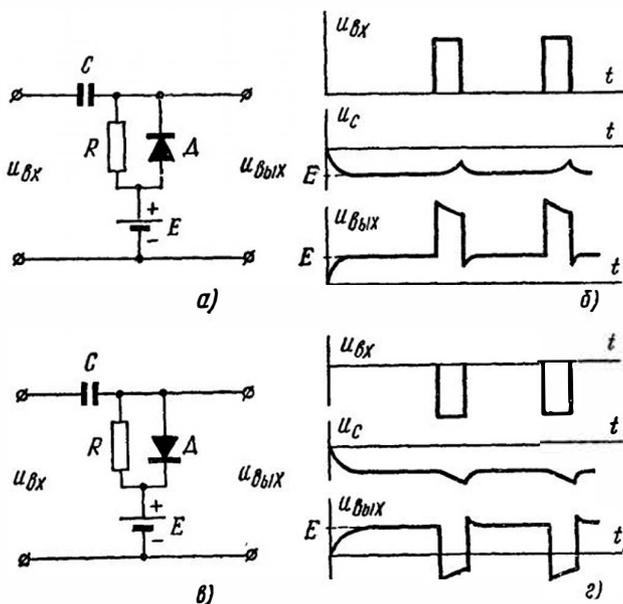


Рис. 4-34. Фиксаторы положительного уровня

малым) перезаряжается с постоянной времени  $\tau_3 = CR$  и напряжение на нем повышается. При условии  $\tau_3 \gg t_n$   $u_{\text{вых}}$  относительно медленно понижается.

В момент окончания входного импульса отрицательный скачок напряжения  $-U_m$  передается на выход и диод отпирается. При этом конденсатор с постоянной времени  $\tau_p = C \frac{R_1 R}{R_1 + R}$  разряжается до напряжения  $-E$  и, если  $\tau_p \ll t_n$ , то  $u_{\text{вых}}$  быстро установится на уровне  $E$ .

Таким образом, напряжение на выходе схемы, изображенной на рис. 4-34, а, практически фиксируется на уровне  $+E$ .

Если в схеме (рис. 4-34, а) менять местами точки подключения диода, то получится схема, изображенная на рис. 4-34, в. Рассуждая аналогично прежнему, нетрудно убедиться, что такая схема фиксирует выходное напряжение на том же уровне, но сверху (рис. 4-34, з).

## Фиксаторы отрицательного уровня

Для обеспечения фиксации напряжения на любом отрицательном уровне в схему фиксатора включают источник постоянного напряжения  $E$  (рис. 4-35, *а* и *в*), величина которого равна заданному уровню фиксируемого напряжения.

Схема на рис. 4-35, *а* отличается от схемы, приведенной на рис. 4-34, *а*, лишь полярностью включения источника  $E$ . Поэтому ее работа отличается от работы схемы на рис. 4-34, *а* тем, что до по

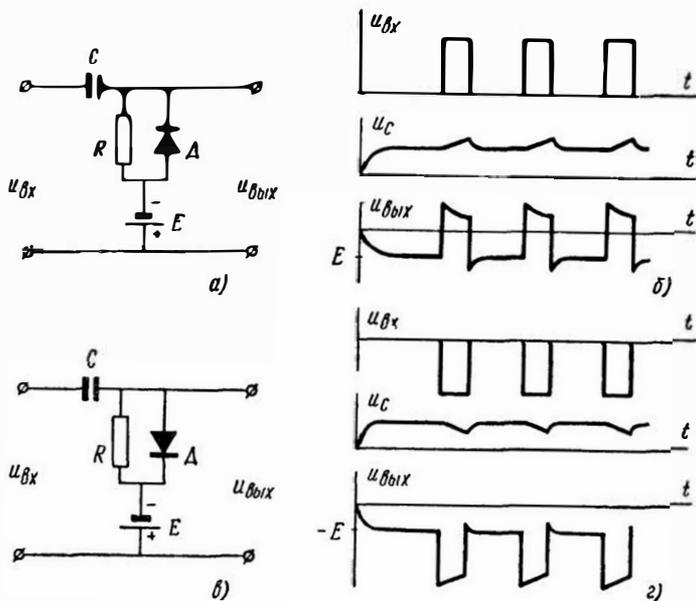


Рис. 4-35. Фиксаторы отрицательного уровня

ступления входного импульса напряжение на конденсаторе  $C$  имеет другую полярность (рис. 4-35, *б*). Благодаря этому выходное напряжение фиксируется снизу на уровне  $-E$ .

Схема на рис. 4-35, *в* отличается от соответствующей ей схемы фиксатора положительного уровня (рис. 4-34, *в*) только полярностью включения источника  $E$ . Поэтому и она фиксирует выходное напряжение сверху, но на отрицательном уровне (рис. 4-35, *г*).

### § 4-9. РАСЧЕТ ФОРМИРУЮЩИХ УСТРОЙСТВ

#### Расчет генератора ударного возбуждения (рис. 4-36, *а*)

Произведем расчет генератора ударного возбуждения с контуром в цепи катода.

Для расчета обычно задают: частоту колебаний в контуре  $f$ , число колебаний  $n$  за время действия  $t_n$  запирающего входного им-

пульса, начальную амплитуду колебаний  $U_{м0}$ , допустимое относительное уменьшение амплитуды  $K_{доп}$ , период следования входных импульсов  $T$  и напряжение источника анодного питания  $E_a$ .

Расчет сводится к определению параметров контура, выбору лампы и режима ее работы.

Пусть  $f = 50$  кГц,  $n = 10$ ,  $U_{м0} = 50$  в,  $K_{доп} = 0,8$ ,  $T = 10$  мсек,  $E_a = 200$  в.

1. Выбираем емкость конденсатора контура  $C$  так, чтобы паразитная емкость схемы  $C_{пар}$  мало влияла на частоту колебаний. Обычно берут  $C \geq 5C_{пар}$ , где  $C_{пар} = C_L + C_M + C_{кн} + C_{вх. дин}$  включает в себя емкость катушки  $C_L = 20 \div 50$  пф, емкость монтажа  $C_M \approx 10$  пф, емкость катод-накал лампы  $C_{кн} \approx 10$  пф

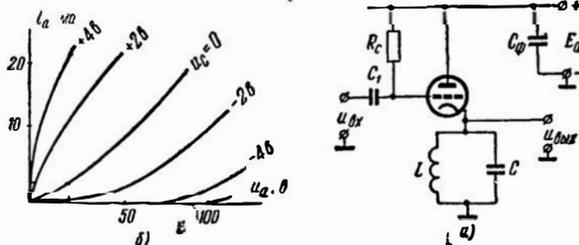


Рис. 4-36. К расчету генератора ударного возбуждения

(учитывается, если накал соединен с корпусом) и входную динамическую емкость последующего каскада  $C_{вх. дин}$ . Примем  $C_L = 30$  пф, а  $C_{вх. дин} = 60$  пф, тогда  $C_{пар} = 35 + 10 + 10 + 60 = 115$  пф. Выберем  $C = 600$  пф.

2. Находим индуктивность катушки контура

$$L = \frac{1}{4\pi^2 f^2 C}; \quad L = \frac{1}{4\pi^2 (5 \cdot 10^4)^2 \cdot 600 \cdot 10^{-12}} = 16,7 \text{ мГн.}$$

3. Определяем сопротивление потерь контура, при котором затухание колебаний не превосходит заданной величины  $K_{доп}$ :

$$r = \frac{4,6 L f}{n} \lg \frac{1}{K_{доп}}; \quad r = \frac{4,6 \cdot 16,7 \cdot 10^{-3} \cdot 50 \cdot 10^3}{10} \lg \frac{1}{0,8} \approx 39 \text{ ом.}$$

Активное сопротивление катушки не должно превосходить найденного значения  $r$ . Для того чтобы в контур не вносились большие потери, последующий каскад должен обладать значительным входным сопротивлением.

4. Определяем волновое сопротивление контура

$$z_B = \sqrt{\frac{L}{C}}; \quad z_B = \sqrt{\frac{16,7 \cdot 10^{-3}}{600 \cdot 10^{-12}}} = 5,28 \text{ ком.}$$

5. Выбираем лампу с большим значением мощности рассеивания на аноде (что дает возможность пропускать через катушку большой ток  $I_{a0}$  и получать колебания с большой амплитудой), с небольшим напряжением запыриания (для уменьшения необходимой амплитуды запыряющих импульсов) и с малыми междуэлектродными емкостями, что уменьшает изменение частоты колебаний при смене лампы.

Исходя из приведенных соображений, выберем триод 6Н5П, для которого  $S = 3,5 \text{ ма/в}$ ,  $P_{a. \text{ доп}} = 2 \text{ вт}$ .

6. Проверяем неравенство  $\frac{2}{S} < z_{в}$ , при выполнении которого будет обеспечен срыв колебаний после отпирания лампы:

$$\frac{2}{3,5 \cdot 10^{-3}} < 5280 \quad \text{или} \quad 570 < 5280.$$

Следовательно, выбранная лампа удовлетворяет данное условие.

7. Определяем требуемый ток открытой лампы  $I_{a0}$ , при котором начальная амплитуда колебаний равна задающей:

$$I_{a0} = \frac{U_{m0}}{z_{в}}; \quad I_{a0} = \frac{50}{5,28 \cdot 10^3} \approx 9,5 \text{ ма.}$$

8. Пользуясь семейством анодных характеристик (рис. 4-36, б), определяем напряжение на аноде открытой лампы  $U_{a0}$ , считая  $u_{с} = 0$  и  $I_{a0} = 9,5 \text{ ма}$ .

Для выбранной лампы  $U_{a0} = 50 \text{ в}$ .

9. Находим мощность, рассеиваемую на аноде лампы,

$$P_{a} = U_{a0} I_{a0} \gamma, \quad \text{где} \quad \gamma = \frac{T - t_{и}}{T} \quad \text{и} \quad t_{и} = \frac{n}{f}.$$

Для рассматриваемого случая

$$t_{и} = \frac{10}{50 \cdot 10^3} = 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ сек,}$$

$$\gamma = \frac{10 \cdot 10^{-3} - 0,2 \cdot 10^{-3}}{10 \cdot 10^{-3}} = 0,98$$

и

$$P_{a} = 50 \cdot 9,5 \cdot 10^{-3} \cdot 0,98 = 0,45 \text{ вт}; \quad P_{a} < P_{a. \text{ доп.}}$$

В случае если  $P_{a. \text{ доп}} < P_{a}$ , следует выбрать другую лампу или за счет уменьшения емкости  $C$  и увеличения индуктивности  $L$  контура увеличить значение  $z_{в}$ , уменьшив тем самым необходимую величину тока  $I_{a0}$ .

10. Определяем сопротивление  $R_a$  в анодной цепи лампы и блокирующий его конденсатор  $C_6$  (на схеме не показаны)

$$R_a = \frac{E - U_{a0}}{I_{a0}} = \frac{200 - 50}{9,5 \cdot 10^{-3}} = 15,8 \text{ ком},$$

$$C_6 = \frac{100 t_H}{R_a} = \frac{100 \cdot 0,2 \cdot 10^{-3}}{15,8 \cdot 10^3} = 1,26 \text{ мкф}.$$

Мощность, рассеиваемая на этом сопротивлении,

$$P = I_{a0}^2 R_a \gamma; \quad P = (9,5 \cdot 10^{-3})^2 15,8 \cdot 10^3 \cdot 0,98 = 1,4 \text{ вт}.$$

В соответствии с ГОСТом выбираем сопротивление  $R_a = 15 \text{ ком}$ ,  $P = 1,5 \text{ вт.}$ ,  $C_6 = 1,3 \text{ мкф}$ .

11. Выберем схему, где второй конец  $R_c$  подключен к  $+E_a$ .

Принимая напряжение на сетке открытой лампы  $U_{c0}$  близким к нулю, определим сопротивление  $R_c$  как элемент делителя напряжения  $R_c \div r_0$ , где  $r_0 \approx 1000 \text{ ом}$  — сопротивление промежутка сетка-катод:

$$U_{c0} = \frac{E_a}{R_c + r_0} \cdot r_0,$$

откуда

$$R_c = \frac{(E_a - U_{c0}) r_0}{U_{c0}} \approx \frac{E_a}{U_{c0}} r_0.$$

Пусть  $U_{c0} = 0,1 \text{ в}$ .

Тогда  $R_c = \frac{200}{0,1} \cdot 1000 = 2 \text{ Мом}$  и ток, протекающий через это сопротивление,

$$I = \frac{E_a}{R_c} = \frac{200}{2 \cdot 10^6} = 10^{-4} = 0,1 \text{ ма},$$

а рассеиваемая им мощность

$$P = I^2 R_c \gamma = 0,01 \cdot 10^{-6} \cdot 2 \cdot 10^6 \cdot 0,98 \approx 0,02 \text{ вт}.$$

Выбираем по ГОСТу сопротивление  $R = 2 \text{ Мом}$ ,  $P = 0,25 \text{ вт}$ .

12. Определяем амплитуду входных запирающих импульсов из условия  $U_M > |U_s| + |U_{M0}|$ , где напряжение запираения лампы  $U_s$  определяется по анодным характеристикам при максимальном напряжении

$$u_{a. \max} = E_a + |U_{M0}|.$$

Для рассматриваемого случая

$$u_{a. \max} = 200 + 50 = 250 \text{ в}.$$

При этом  $U_s = -15 \text{ в}$ .

$$U_M > 15 + 50 = 65 \text{ в}.$$

Принимаем  $U_M = 80 \text{ в}$ .

13. Определяем емкость конденсатора  $C_1$ , считая, что для безыскаженной передачи вершины входного импульса постоянная времени цепи  $\tau = C_1 R_c \geq 20 t_{и}$ , откуда

$$C_1 \geq \frac{20 t_{и}}{R_c}, \quad C_1 \geq \frac{20 \cdot 0,2 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 10^6} = 2 \cdot 10^{-9} = 2000 \text{ пф.}$$

В соответствии с ГОСТом выбираем  $C_1 = 2000 \text{ пф.}$

### Расчет генератора ударного возбуждения с дифференцирующим контуром (рис. 4-8)

Для расчета обычно задают: амплитуду импульсов на выходе  $U_m$ , длительность выходных импульсов  $t_{и.вых}$ , и напряжение источника анодного питания  $E_a$ .

Пусть  $U_m = 150 \text{ в}$ ,  $t_{и.вых} = 5 \text{ мксек}$ ,  $E_a = 250 \text{ в}$ .

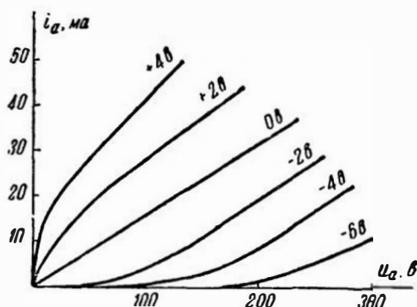


Рис. 4-37. Анодные характеристики лампы 6Н1П

1. Находим ориентировочно величину емкости  $C_0 = C_L + C_{вх} + C_{вых} + C_m$ . Емкость  $C_L$  определяется конструктивным расчетом катушки. Обычно принимают

$$C_L = 20 \div 50 \text{ пф,}$$

$$C_{вх} = 40 \div 60 \text{ пф,}$$

$$C_{вых} = 2 \div 5 \text{ пф и}$$

$$C_m = 10 \div 15 \text{ пф. Пусть}$$

$$C_0 = 25 + 40 + 2 + 13 = 80 \text{ пф.}$$

2. В соответствии с выражением (4-11) определим величину индуктивности контура

$$L = \frac{t_{и}^2}{\pi^2 C_0} \approx \frac{25 \cdot 10^{-12}}{10 \cdot 80 \cdot 10^{-12}} = 0,0314 \text{ гн} = 31,4 \text{ мгн.}$$

3. Находим величину шунтирующего сопротивления

$$R_{ш} = \frac{1}{2} z_{в} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{31,4 \cdot 10^{-3}}{80 \cdot 10^{-12}}} = 9,9 \text{ ком.}$$

Выбираем по ГОСТу  $R_{ш} = 10 \text{ ком.}$

4. Из выражения (4-10) определяем величину начального тока через лампу (перепад тока), обеспечивающую заданную амплитуду выходных импульсов,

$$I_0 = \frac{U_m}{0,74 R_{ш}} = \frac{150}{0,74 \cdot 10 \cdot 10^3} = 20,3 \text{ ма.}$$

5. Выбираем тип лампы, обеспечивающий ток  $I_0$  при напряжении на аноде  $E_a - U_m$  и нулевом потенциале сетки.

Выбираем лампу 6Н1П, характеристики которой приведены на рис. 4-37.

6. Определяем амплитуду входного отрицательного импульса  $U_{м.вх}$ , надежно запирающего выбранную лампу,

$$U_{м.вх} \geq (1,2 \div 1,5) U_3 = 1,5 \cdot 9 = 13,5 \text{ в},$$

где  $U_3$  определяется при  $u_a = E_a = 250 \text{ в}$ .

### Расчет двустороннего анодно-сеточного ограничителя (рис. 4-25)

Произведем расчет двустороннего анодно-сеточного ограничителя, предназначенного для формирования прямоугольных импульсов из синусоидального напряжения. Обычно техническими условиями на проектируемый ограничитель задаются: перепад выходного напряжения  $U_m$ , длительность фронта перепада  $t_{ф.вых}$ , длительность среза перепада  $t_{с.вых}$  (рис. 4-28), частота входного напряжения  $f$ , емкость нагрузки (последующего устройства)  $C_n$  и напряжение источника анодного питания  $E_a$ .

Пусть  $U_m \geq 100 \text{ в}$ ,  $t_{ф.вых} = 1 \text{ мксек}$ ,  $f = 50 \text{ кГц}$ ,  $C_n = 20 \text{ пф}$ ,  $t_{с.вых} \leq 0,5 \text{ мксек}$  и  $E_a = 250 \text{ в}$ .

1. Определяем ориентировочно величину емкости, шунтирующей анодную нагрузку ограничителя,  $C_0 = C_{ак} + C_n + C_m$ .

Принимая  $C_{ак} + C_m = 15 \text{ пф}$ , получим  $C_0 = 35 \text{ пф}$ .

2. По найденной величине  $C_0$  и заданным  $U_m$ ,  $t_{ф.вых}$  и  $t_{с.вых}$  в соответствии с выражениями, приведенными на стр. 155, находим токи  $I_{а0}$  и  $I_0$ , которые должна обеспечивать лампа,

$$I_{а0} = \frac{C_0 U_m}{0,2 t_{ф.вых}} = \frac{35 \cdot 10^{-12} \cdot 100}{0,2 \cdot 1 \cdot 10^{-6}} = 17,5 \text{ ма};$$

$$I_0 = \frac{C_0 U_m}{0,2 t_{с.вых}} = \frac{35 \cdot 10^{-12} \cdot 100}{0,2 \cdot 0,5 \cdot 10^{-6}} = 35 \text{ ма}.$$

Ориентировочное значение мощности, выделяющейся на аноде лампы при симметричном ограничении (лампа заперта приблизительно половину периода —  $\gamma = 0,5$ ),

$$P_a = I_{а0} (E_a - U_m) \gamma = 17,5 \cdot 10^{-3} (250 - 100) \cdot 0,5 = 1,3 \text{ вт}.$$

3. В соответствии с полученными значениями токов и  $P_a$  выбираем лампу.

Возьмем триод 6Н1П ( $C_{ск} = 3,1 \text{ пф}$ ,  $C_{ас} = 2,2 \text{ пф}$ ,  $C_{ак} = 1,75 \text{ пф}$ ,  $P_{а.доп} = 2,2 \text{ вт}$ ), у которого при  $u_c = 0$  и  $u_a = E_a - U_m = 250 - 100 = 150 \text{ в}$  ток  $I_{а0} = 23 \text{ ма}$ ; при  $u_c = 0$  и  $u_a = E_a = 250 \text{ в}$  ток  $I_0 = 40 \text{ ма}$ , так что время нарастания и спада, добавляемое анодной цепью каскада, будет меньше требуемых.

Мощность, выделяемая на аноде лампы,

$$P_a = I_{a0} (E_a - U_m) \gamma = 23 \cdot 150 \cdot 0,5 = 1,73 \text{ вт} < P_{a. \text{ доп.}}$$

4. Определяем величину анодной нагрузки

$$R_a = \frac{U_m}{I_{a0}} = \frac{100}{23} \approx 4,35 \text{ ком.}$$

Выбираем по ГОСТу  $R_a = 4,3 \text{ ком.}$

Мощность, выделяющаяся на этом сопротивлении,

$$P = I_{a0}^2 \cdot R_a \gamma = (23 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 4,3 \cdot 10^3 \cdot 0,5 = 1,14 \text{ вт.}$$

5. Находим входную емкость лампы  $C_{вх} = C_{ск} + C_{ac}(K + 1)$ , где  $K$  — коэффициент усиления каскада;

$$K = \frac{\Delta U_a}{\Delta U_c} = \frac{U_m}{\Delta U_c}.$$

В данном случае изменение потенциала сетки (рис. 4-37) при переходе лампы от запертого состояния ( $u_c = -9 \text{ в}$  при  $u_a = E_a = 250 \text{ в}$ ) к открытому ( $u_c = 0$ )  $\Delta U_c = 9 \text{ в}$  и  $K = \frac{100}{9} = 11,1$ . Поэтому

$$C_{вх} = 3,1 + 2,2(11,1 + 1) \approx 30 \text{ пф.}$$

6. В соответствии с выражением (4-25) определяем величину ограничивающего сопротивления

$$R_{ог} = \frac{0,2 t_{ф. \text{ вых}}}{C_{вх}}; \quad R_{ог} = \frac{0,2 \cdot 1 \cdot 10^{-6}}{30 \cdot 10^{-12}} \approx 6,6 \text{ ком.}$$

Выбираем по ГОСТу  $R_{ог} = 6,7 \text{ ком.}$

7. В соответствии с выражением (4-23) находим амплитуду входного напряжения, имея в виду, что длительность фронта на входе каскада  $t_{ф. \text{ вх}} = 0,8 t_{ф. \text{ вых}}$ .

В данном случае  $t_{ф. \text{ вх}} = 0,8 \text{ мксек}$  и при  $E_a = 250 \text{ в}$   $U_3 = -9 \text{ в}$ ;

$$U_{м. \text{ вх}} = \frac{U_3/2}{2\pi f t_{ф. \text{ вх}}}; \quad U_{м. \text{ вх}} = \frac{9}{6,28 \cdot 50 \cdot 10^3 \cdot 0,8 \cdot 10^{-6}} = 36 \text{ в.}$$

8. В соответствии с (4-24) находим сопротивление  $R$ , которое обеспечит симметричное ограничение —  $U_{c0} = \frac{U_3}{2} = -4,5 \text{ в}$ :

$$R = \frac{2\pi U_{c0} R_{ог}}{2U_{м. \text{ вх}} - \pi U_{c0}}; \quad R = \frac{6,28 \cdot 4,5 \cdot 6,7 \cdot 10^3}{2 \cdot 36 - 3,14 \cdot 4,5} \approx 3 \text{ ком.}$$

Выбираем по ГОСТу  $R = 3 \text{ ком.}$

---

---

## Глава 5

### МУЛЬТИВИБРАТОРЫ

#### § 5-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

В импульсных устройствах широкое применение находят генераторы, выходное напряжение которых имеет форму, резко отличающуюся от синусоидальной.

Колебания такой формы носят название релаксационных и бывают прямоугольными, пилообразными, пилообразно-импульсными и т. п.

Генераторы релаксационных колебаний используются в качестве запускающих и переключающих элементов, для деления частоты, развертки электронного луча в осциллографических и радиолокационных трубках и т. д.

Подобно генераторам синусоидальных (гармонических) напряжений релаксационные генераторы преобразуют энергию источника постоянного тока в энергию электрических колебаний.

Если в генераторе гармонических колебаний типа  $LC$  происходит непрерывный обмен энергией между конденсатором и катушкой контура и за период расходуется небольшая часть энергии, полученной от источника, то в релаксационном генераторе энергия источника сосредоточивается в реактивном элементе одного типа, обычно в конденсаторе, и значительная часть ее выделяется в виде тепла в активных сопротивлениях. Электронная лампа работает в данном случае в ключевом режиме, переключая конденсатор с заряда на разряд.

Одним из видов релаксационных генераторов является мультивибратор, вырабатывающий электрические колебания, близкие по форме к прямоугольным. Такие колебания имеют широкий спектр частот. Этим определяется название мультивибратора, что означает генератор множества колебаний. Мультивибраторы выполняются на электронных лампах и полупроводниковых триодах. Так как в обоих случаях схемы работают аналогично, то основные процессы будут изложены на примере ламповой схемы.

## § 5-2. ОСНОВНАЯ СХЕМА МУЛЬТИВИБРАТОРА

Основная схема мультивибратора (рис. 5-1, а) представляет собой двухкаскадное устройство, в котором выход одного каскада (плеча) связан  $CR_c$ -цепочками с входом другого каскада.

При правильно подобранных элементах плечи схемы являются усилителями и в ней имеет место положительная обратная связь. Если при этом обеспечиваются условия самовозбуждения, то схема работает как генератор незатухающих колебаний.

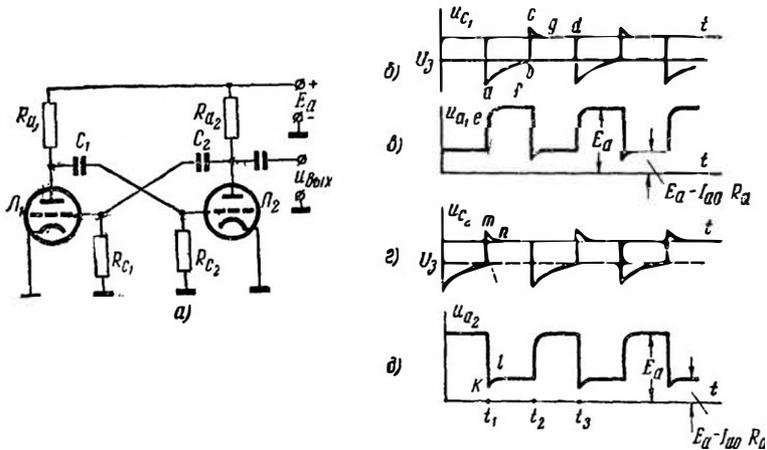


Рис. 5-1. Основная схема мультивибратора

Если лампы, конденсаторы и сопротивления, стоящие в обоих плечах, одинаковы, то мультивибратор называют с и м м е т р и ч н ы м. Рассмотрим физические процессы в таком мультивибраторе.

Предположим, что после подключения источников питания в схеме наступит режим, при котором анодные токи ламп, напряжения на их электродах и напряжения на конденсаторах связи окажутся одинаковыми:

$$u_{a1} = u_{a2}; \quad u_{c1} = u_{c2} = 0 \quad \text{и} \quad u_{c1} = u_{c2}.$$

Такое состояние не является устойчивым. Действительно, пусть вследствие каких-либо причин (дробовой эффект, тепловое движение электронов в сопротивлениях и т. д.) произойдет некоторое уменьшение тока  $i_{a1}$ . Это вызовет увеличение потенциала анода Л1 на величину  $\Delta u_{a1}$ . Так как напряжение на конденсаторе C1 не может изменяться скачком, то в первый момент напряжение  $\Delta u_{a1}$  целиком выделится на сопротивлении  $R_{c2}$ . Действуя на сетку правой лампы, оно вызовет увеличение тока  $i_{a2}$ , вследствие чего потенциал анода Л2 уменьшится. Через конденсатор C2 этот отрицательный перепад напряжения передастся на сетку левой лампы, что приведет к еще большему уменьшению ее тока и т. д.

Так как за счет усилительных свойств каскадов схемы каждый последующий скачок напряжения на сетке больше предыдущего, то описанный процесс нарастает лавинообразно, и спустя весьма небольшое время лампа  $L_1$  окажется запертой, а лампа  $L_2$  — полностью открытой.

Такое опрокидывание схемы происходит настолько быстро, что напряжения на конденсаторах практически не успевают изменяться и начинают меняться только после скачка. Так как потенциал анода закрывшейся лампы  $L_1$  больше первоначального, то конденсатор  $C_1$  заряжается через цепь  $E_a - R_{a1} - C_1$  — промежуток сетка-катод открытой лампы  $L_2$  — корпус. Ввиду того что сопротивление промежутка сетка-катод открытой лампы мало (порядка 1 ком) и сопротивление  $R_a$  имеет небольшую величину, этот заряд происходит сравнительно быстро.

Наряду с этим происходит разряд конденсатора  $C_2$ , так как потенциал правого анода становится после опрокидывания ниже первоначального. Ток разряда, проходя через открытую лампу  $L_2$  и сопротивление  $R_{c1}$ , создает на последнем напряжение с отрицательной полярностью на сетке. Этим напряжением лампа  $L_1$  удерживается после скачка в запертом состоянии. Ток разряда, а вместе с ним и отрицательное смещение на сетке  $L_1$  постепенно уменьшаются и в некоторый момент смещение достигает значения потенциала отпирания лампы  $U_3$ .

С этого времени через лампу  $L_1$  начинает протекать ток, вызывающий уменьшение потенциала анода  $L_1$ , а следовательно, и сетки лампы  $L_2$ . В свою очередь это приводит к уменьшению тока  $i_{a2}$  и к увеличению потенциала анода  $L_2$  и сетки  $L_1$ . В результате ток левой лампы еще больше возрастает. Как и прежде, развивается лавинообразный скачок, в ходе которого открывается левая лампа и запирается правая. Такое положение схемы тоже не является устойчивым и через некоторое время она вновь опрокидывается.

Следует иметь в виду, что лавинообразный процесс опрокидывания происходит только в течение того времени, пока в схеме действует положительная обратная связь, т. е. пока обе лампы открыты. Запирание одной из ламп прерывает этот процесс, так как потенциал ее анода перестает изменяться и на сетку другой лампы не поступают скачки напряжения.

Потенциал анода запертой лампы равен  $E_a$ . После того как лампа открывается, на нагрузке создается падение напряжения и потенциал анода уменьшается. Так как переход от одного состояния к другому происходит чрезвычайно быстро, то скачки напряжения на каждом аноде имеют форму, близкую к прямоугольной.

Описанные процессы иллюстрируются кривыми на рис. 5-1. Напряжение  $u_a$  на аноде закрывшейся лампы, например  $L_1$ , не сразу достигает максимального значения (участок  $ef$  на рис. 5-1,  $\phi$ ), так как по сопротивлению  $R_{a1}$  в течение некоторого, хотя и малого, времени течет зарядный ток конденсатора  $C_1$ . Этот ток протекает

также через промежуток сетка-катод открытой сейчас лампы  $L_2$  и создает на нем небольшое напряжение с положительной полярностью на сетке (участок кривой  $mn$  на рис. 5-1,  $z$ ). За счет этого ток открытой лампы  $L_2$  несколько возрастает и потенциал анода дополнительно снижается (участок кривой  $kl$  на рис. 5-1,  $d$ ). Во время  $t_1 - t_2$  лампа  $L_1$  заперта, а лампа  $L_2$  открыта. В течение этого периода разрядный ток конденсатора  $C_2$  значительно уменьшается и напряжение  $u_{c1}$  на сетке запертой лампы экспоненциально возрастает (участок  $ab$  на рис. 5-1,  $b$ ). В момент  $t_2$  оно достигает потенциала отпирания лампы, после чего схема снова опрокидывается. Во

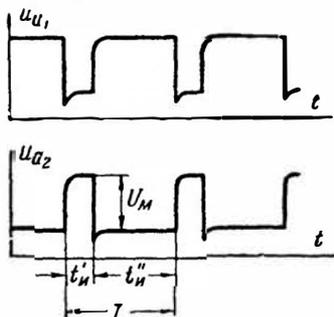


Рис. 5-2. Напряжения на анодах ламп несимметричного мультивибратора

Кроме конденсаторов связи, на форму выходных импульсов оказывают влияние паразитные емкости схемы (междуэлектродные емкости ламп, емкость монтажа и нагрузки). Наличие этих емкостей препятствует мгновенным изменениям напряжений в мультивибраторе, так как заряд и разряд их длится конечное, хотя и малое, время.

Так входная емкость лампы не позволяет скачком изменяться сеточному напряжению, а емкость  $C_{ак}$  не дает возможности резко измениться анодному напряжению. Поэтому переход схемы от одного состояния в другое происходит не мгновенно, а длится некоторое время. Следствием этого является тот факт, что фронты импульсов имеют определенную длительность.

Чем больше крутизна ламп  $S$ , меньше междуэлектродные емкости и емкость монтажа и меньше сопротивления, через которые происходит их перезаряд (сопротивление анодной нагрузки, сопротивление открытой лампы), тем круче фронты импульсов.

Для того чтобы выходные импульсы разной полярности имели неодинаковую длительность (рис. 5-2), мультивибратор делают несимметричным. Обычно и в этом случае лампы выбирают однотипными, а анодные нагрузки равными. Различная длительность запертого и открытого состояния каждой лампы достигается за счет неодина-

во время  $t_2 - t_3$  левая лампа оказывается открытой, а правая — запертой.

Напряжение между сеткой и катодом открытой лампы можно считать равным нулю (участок кривой  $gd$  на рис. 5-1,  $b$ ). Лишь в начале заряда конденсатора напряжение на этом промежутке больше нуля (участки  $cg$  и  $mi$ ).

Напряжения  $u_{a1}$  и  $u_{a2}$ , изменяясь в противофазе, имеют одинаковую форму (рис. 5-1,  $в$  и  $д$ ). Напряжения  $u_{c1}$  и  $u_{c2}$  (рис. 5-1,  $б$  и  $z$ ) также изменяются в противофазе.

ковых цепочек связи  $C_1 R_{c2}$  и  $C_2 R_{c1}$ , благодаря чему время разряда конденсаторов получается разным.

Чем короче нужно получить положительный импульс с анода лампы (например, с  $L_2$ ), тем меньше должна быть постоянная времени  $\tau_1 \approx C_1 R_{c2}$ . При этом конденсатор  $C_1$  через открытую лампу  $L_1$  будет быстро разряжаться на  $R_{c2}$  и длительность закрытого состояния лампы  $L_2$  будет мала. Наоборот, постоянную времени  $\tau_2 \approx C_2 R_{c1}$  следует выбирать большой с тем, чтобы конденсатор  $C_2$  медленно разряжался на  $R_{c1}$  и лампа  $L_1$  долгое время оставалась запертой. Однако при слишком малой длительности импульса  $t_n$  конденсатор  $C_2$  не успевает заряжаться до напряжения источника  $E_a$  в то время, как лампа  $L_2$  заперта, и нормальная работа схемы нарушается. Практически коэффициент заполнения  $\gamma = \frac{t_n}{T}$  трудно получить меньше 0,1.

Выведем выражения, определяющие длительности  $t'_n$  и  $t''_n$  запертого и открытого состояния лампы  $L_2$  в схеме несимметричного мультивибратора.

Напряжение на сетке запертой лампы изменяется по экспоненциальному закону

$$u_c = -U_m e^{-\frac{t}{\tau_1}}, \quad (5-1)$$

где  $U_m$  — начальное напряжение на сетке  $L_2$  сразу после опрокидывания, равное перепаду напряжения на аноде  $L_1$ ;

$\tau_1 \approx C_1 R_{c2}$  — постоянная времени разряда конденсатора  $C_1$ .

Через время  $t = t'_n$  напряжение на сетке  $L_2$  достигнет уровня отпирания ( $u_{c1} = -U_3$ ), после чего произойдет новый скачок. Поэтому в соответствии с выражением (5-1)

$$-U_3 = -U_m e^{-\frac{t'_n}{\tau_1}}, \quad \text{откуда} \quad \frac{U_m}{U_3} = e^{\frac{t'_n}{\tau_1}},$$

или

$$t'_n = \tau_1 \ln \frac{U_m}{U_3} = 2,3 \tau_1 \lg \frac{U_m}{U_3}.$$

Величина  $\frac{U_m}{U_3}$  представляет собой отношение перепада напряжения на аноде лампы к вызвавшему его перепаду напряжения на сетке и приблизительно равна коэффициенту усиления плеча  $K$ . Поэтому окончательно

$$t'_n = 2,3 \tau_1 \lg K \approx 2,3 C_1 R_{c2} \lg K.$$

Совершенно аналогично определяется длительность запертого состояния лампы  $L_1$  — длительность  $t''_n$  открытого состояния лампы  $L_2$ :

$$t_n'' = 2,3 \tau_2 \lg K \approx 2,3 C_2 R_{c1} \lg K.$$

Период колебаний мультивибратора

$$T = t_n' + t_n'' = 2,3(\tau_1 + \tau_2) \lg K \approx 2,3(C_1 R_{c2} + C_2 R_{c1}) \lg K. \quad (5-2)$$

Период колебаний симметричного мультивибратора

$$T = 4,6 \tau \lg K \approx 4,6 C R_c \lg K, \quad (5-3)$$

где

$$C = C_1 = C_2 \quad \text{и} \quad R_c = R_{c1} = R_{c2}.$$

Если требуется изменить скважность выходных импульсов мультивибратора  $q = \frac{T}{t_n}$ , оставляя неизменным период  $T$ , то в соответствии с выражением (5-2) сумму  $\tau_1 + \tau_2$  следует сохранить постоянной, т. е. изменение  $\tau_1$  должно быть компенсировано соответственным изменением  $\tau_2$ .

Для симметричного мультивибратора

$$t_n' = t_n'' = \frac{T}{2} \quad \text{и} \quad \gamma = \frac{t_n}{T} = 0,5.$$

Это означает, что продолжительность открытого состояния обеих ламп ( $T - t_n$ ) одинакова и в цепях их анодов рассеивается одинаковая мощность

$$P_a = I_{a0} U_{a0} \frac{T - t_n}{T} = I_{a0} U_{a0} (1 - \gamma) = \frac{1}{2} I_{a0} U_{a0}.$$

В случае несимметричного мультивибратора одна из ламп открыта большее время, поэтому в цепи ее анода рассеивается большая мощность

$$P_{a1} = I_{a0} U_{a0} (1 - \gamma), \quad P_{a2} = I_{a0} U_{a0} \gamma.$$

Конденсаторы  $C_1$  и  $C_2$  в цепочках связи выбираются с таким расчетом, чтобы паразитные емкости не влияли на длительность генерируемых импульсов, т. е. чтобы

$$C_{1,2} \geq (5 \div 10) C_{вх},$$

где  $C_{вх} = C_{ск} + C_{ас} (1 + K)$  — динамическая входная емкость лампы.

Сопровитления  $R_{c1}$  и  $R_{c2}$  выбираются обычно так, чтобы

$$R_{c1,2} \geq (5 \div 15) R_a.$$

Анодную нагрузку  $R_a$  выбирают так, чтобы ток  $I_{a0}$  открытой лампы ( $u_c = 0$ ) создавал на  $R_a$  напряжение необходимой амплитуды

$$R_a = \frac{U_m}{I_{a0}}.$$

Кроме этого, постоянная времени заряда конденсатора  $C_{1,2}$  через анодную нагрузку запертой лампы должна составлять небольшую часть продолжительности запертого состояния этой лампы, т. е. длительности положительного импульса на ее аноде:

$$(R_a + r_0) C_{1,2} \leq (0,2 \div 0,25) t'_n = (0,2 \div 0,25) \gamma T = (0,2 \div 0,25) \frac{T}{f}.$$

В противном случае конденсатор не успевает зарядиться за время  $t'_n$ , или заряд его займет значительную часть  $t'_n$ , и передний фронт импульса сильно исказится. Это обстоятельство приводит к тому, что колебания с большой скважностью получить в мультивибраторе трудно.

Обычно сопротивления  $R_a$  выбираются в пределах 1—20 ком, сопротивления  $R_c$  составляют сотни килоом, а емкость конденсаторов связи  $C$  — сотни пикофарад.

В мультивибраторе длительность фронта  $t_\phi$  положительного импульса намного превосходит длительность среза  $t_c$ . Это объясняется не только разными величинами сопротивлений, через которые происходит заряд или разряд емкостей, но и различной величиной общей емкости, участвующей в этих процессах.

При формировании переднего фронта импульса на аноде закрывшейся лампы  $L_2$  через сопротивление  $R_{a2}$  происходит заряд емкости  $C_{\text{вых}}$  (включающей емкость нагрузки) и конденсатора  $C_2$ , левая обкладка которого через промежуток сетка-катод ( $r_0$  открывшейся лампы  $L_1$  присоединена фактически к корпусу). Поэтому

$$t_\phi \approx 2 (C + C_{\text{вых}}) R_a. \quad (5-4)$$

При отпирании лампы  $L_2$ , когда формируется срез импульса, через  $R_a$  и открывшуюся лампу  $L_2$  происходит разряд емкости  $C_{\text{вых}}$ , последовательно соединенных емкостей  $C_2$  и малой емкости  $C_{\text{ск1}}$ , последняя из которых не шунтируется теперь небольшим сопротивлением  $r_0$  лампы  $L_1$  (она сейчас заперта). Поэтому

$$t_c \approx 2 \left( C_{\text{вых}} + \frac{C C_{\text{ск}}}{C + C_{\text{ск}}} \right) \cdot \frac{R_a R_l}{R_a + R_l} \approx 2 (C_{\text{вых}} + C_{\text{ск}}) \frac{R_a R_l}{R_a + R_l}. \quad (5-5)$$

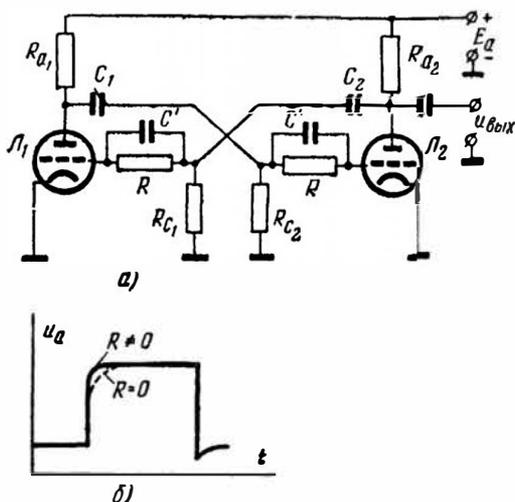
### § 5-3. РАЗНОВИДНОСТИ МУЛЬТИВИБРАТОРОВ

Наряду с основной схемой мультивибратора в импульсных устройствах используется ряд ее разновидностей. Некоторые из них рассматриваются ниже.

#### Мультивибратор с улучшенной формой импульса

Выше указывалось, что благодаря заряду конденсатора  $C$  потенциал анода закрывающейся лампы не сразу достигает значения  $E_a$  и передний фронт импульса получается искаженным.

Для уменьшения такого искажения в цепь сеток дополнительно включают сопротивления  $R$  (рис. 5-3, а), которые уменьшают ток заряда конденсатора  $C$  через промежуток сетка-катод открытой лампы



пы и падение напряжения на нагрузке закрывшейся лампы. В результате верхняя часть переднего фронта импульса оказывается более крутой (рис. 5-3, б).

Вместе с этим сопротивления  $R$  увеличивают время заряда емкостей сетка-катод, что уменьшает скорость изменения потенциалов сеток в процессе скачка и может затянуть его. Поэтому параллельно сопротивлениям  $R$  включают конденсаторы  $C'$ , пропускающие скачки напряжения и устраняющие влияние сопротивлений

Рис. 5-3. Мультивибратор с улучшенной формой импульса

$R$  в ходе быстрого опрокидывания схемы. Обычно сопротивления  $R$  имеют величину порядка 100—200 ком, а конденсаторы  $C'$  — емкость 100 ÷ 200 пф.

### Мультивибратор с электронной связью

Этот мультивибратор собирается на пентодах (рис. 5-4, а), причем роль его анодов выполняют экранирующие сетки.

В триодной части каждого пентода, образованной катодом, управляющей и экранирующей сетками, происходят процессы, подобные процессам в основной схеме мультивибратора, и напряжения на экранирующих сетках имеют характерную форму (рис. 5-4, б).

Изменения электронного потока в триодной части ламп вызывают аналогичные колебания токов в анодных цепях. Однако зарядные токи конденсаторов  $C$  протекают в данной схеме через сопротивления  $R_{э1}$  и  $R_{э2}$ , т. е. не создают падения напряжения на  $R_{a1}$  и  $R_{a2}$  и не искажают поэтому передних фронтов выходных импульсов. В силу этого форма выходного напряжения больше приближается к прямоугольной (рис. 5-4, в).

С нагрузкой мультивибратор связан через электронный поток, что определяет название схемы. Такая связь много слабее непосредственной, благодаря чему цепь нагрузки значительно меньше влияет на работу мультивибратора.

### Мультивибратор с положительным смещением

В отличие от основной схемы мультивибратора сопротивления сеточных утечек  $R_c$  подключены в данном случае не к корпусу, а к положительному зажиму источника анодного питания (рис. 5-5, а). За счет этого частота генерируемых колебаний оказывается более стабильной.

Действительно, длительность запертого состояния ламп и период колебаний мультивибратора определяются временем разряда

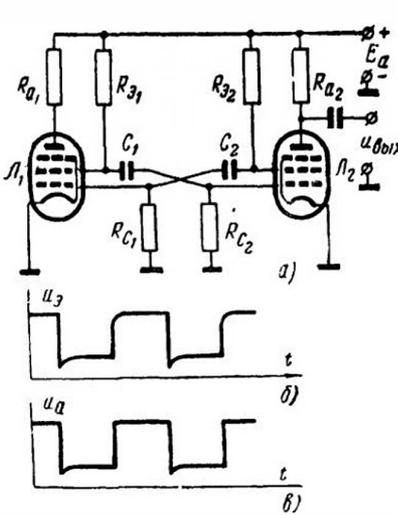


Рис. 5-4. Мультивибратор с электронной связью

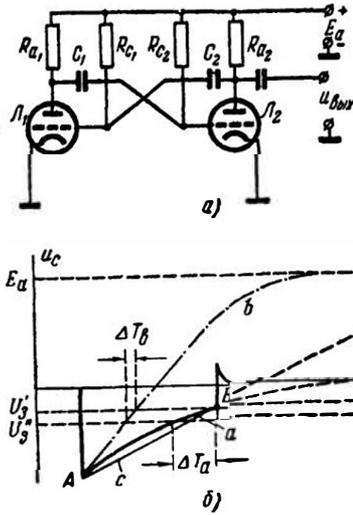


Рис. 5-5. Мультивибратор с положительным смещением

конденсаторов связи  $C$ . Это время зависит от величины напряжения запирания ламп  $U_3$ , до которого разряжается каждый конденсатор.

При смене ламп, за счет старения их, а также при изменении напряжения  $E_a$  меняется напряжение запирания  $U_3$ . Поэтому частота колебаний мультивибратора менее стабильна, чем частота генератора синусоидальных колебаний, на которую величина  $U_3$  влияния не оказывает.

Стабильность частоты мультивибратора тем выше, чем под большим углом кривая  $u_c$ , соответствующая изменению сеточного напряжения, пересекает уровень  $U_3$  (рис. 5-5, б). Так, при изменении  $U_3$  в пределах  $U'_3 \div U''_3$  длительность запертого состояния лампы изменяется намного меньше, если  $u_c$  следует кривой  $b$ , а не кривой  $a$  (ср.  $\Delta T_b$  и  $\Delta T_a$ ).

Для того чтобы указанная кривая была более крутой, напряжение  $u_c$  на сетке запертой лампы должно стремиться, не к нулю (как

в обычной схеме), а к положительному значению. Последнее и имеет место в мультивибраторе с положительным смещением.

Рассмотрение работы схемы начнем с момента, когда в результате опрокидывания лампы  $L_1$  открылась, а лампа  $L_2$  заперлась. С этого времени конденсатор  $C_1$  начинает разряжаться через  $L_1$  — корпус — источник  $E_a$  —  $R_{c2}$ . Напряжение на сопротивлении  $R_{c2}$  равно алгебраической сумме напряжений, действующих в данной цепи,

$$u_{R_{c2}} = u_{C1} - U_{a0} + E_a = u_{C1} - (E_a - U_m) + E_a = u_{C1} + U_m, \quad (5-6)$$

где  $u_{C1}$  — напряжение на разряжающемся конденсаторе  $C_1$ ;

$U_{a0}$  — напряжение на аноде открытой лампы  $L_1$ .

Сопротивление  $R_c$  много больше сопротивления сетка-катод отпертой лампы. В результате напряжение  $E_a$ , распределяясь между ними, почти целиком выделяется на  $R_c$ , так что потенциал сетки отпертой лампы равен нулю. Поэтому напряжение на конденсаторе  $C_1$  до опрокидывания схемы, когда лампа  $L_1$  заперта, и в первый момент после него  $u_C = E_a$ . Таким образом, сразу после опрокидывания схемы, в соответствии с выражением (5-6)

$$u_{R_{c2}} = E_a + U_m,$$

а напряжение на сетке закрывшейся лампы  $L_2$

$$u_{c2} = E_a - u_{R_{c2}} = -U_m,$$

т. е. как и в основной схеме мультивибратора начальный потенциал сетки закрывающейся лампы равен отрицательному скачку на аноде открывшейся лампы, несмотря на то, что через сопротивление  $R_c$  ее сетка соединена с положительным зажимом  $E_a$ .

В процессе разряда конденсатора  $C_1$  ток разряда  $i_p$  и напряжение  $u_{R_{c2}} = i_p R_{c2}$  уменьшаются, а потенциал сетки  $L_2$  возрастает, стремясь к величине, равной  $E_a$ . Однако положительных значений этот потенциал не достигает, а возрастает лишь до напряжения отпирания лампы  $u_{c2} = -U_3$ , после чего  $L_2$  открывається.

При этом появляется ток  $i_{a2}$  и напряжение на аноде  $L_2$  падает. Через конденсатор  $C_2$  отрицательный скачок передается на левую лампу и уменьшает потенциал ее сетки, что приводит к снижению анодного тока  $i_{a1}$  и повышению потенциала анода. Через конденсатор  $C_1$  положительный скачок напряжения с анода  $L_1$  передается на правую лампу, что еще больше увеличивает ток  $i_{a2}$ . В результате лавинообразно протекающего процесса  $L_1$  запирается, а  $L_2$  отпирается. Вслед за этим начинается разряд конденсатора  $C_2$  и процессы в схеме происходят аналогично описанным.

Если бы  $L_2$  не открылась, то потенциал правой обкладки  $C_1$ , связанной с сеткой  $L_2$ , возрос до  $E_a$ , т. е. напряжение на конденсаторе  $C_1$  составило бы  $u_{C1} = E_a - U_{a01} = U_m$  и полярность

его была бы противоположной первоначальной. Таким образом,  $u_{c1}$  изменялось бы в пределах от  $+E_a$  до  $-U_m$  (см., например, кривую 2 на рис. 2-2, б):

$$u_{c1} = -U_m + (E_a + U_m) e^{-\frac{t}{\tau}},$$

где  $\tau = C_1 R_{c2}$  — постоянная времени разряда.

Подставляя это значение в формулу (5-6) и имея в виду, что  $u_{c2} = E_a - u_{R_{c2}}$ , получим окончательно

$$u_{c2} = E_a - (E_a + U_m) e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

Период колебаний мультивибратора с положительным смещением меньше, чем у мультивибратора, собранного по основной схеме на тех же деталях, так как напряжение  $u_c$  достигает значения  $U_3$  за меньшее время (рис. 5-5, б).

Продолжительность запертого состояния лампы — длительность  $t'_n$  положительного импульса на аноде одной из ламп, например  $L_2$ , можно определить из предыдущего выражения, имея в виду, что спустя время  $t = t'_n$  после опрокидывания напряжения на сетке запертой лампы составит  $u_{c2} = -U_3$ :

$$-U_3 = E_a - (E_a + U_m) e^{-\frac{t'_n}{\tau_1}},$$

или

$$e^{\frac{t'_n}{\tau_1}} = \frac{E_a + U_m}{E_a + U_3},$$

откуда, пренебрегая величиной  $U_a$  по сравнению с  $E_a$ , получим

$$t'_n \approx \tau_1 \ln \frac{E_a + U_m}{E_a} = 2,3 C_1 R_{c2} \lg \frac{E_a + U_m}{E_a}. \quad (5-7)$$

Аналогично продолжительность запертого состояния лампы  $L_1$  (открытого состояния лампы  $L_2$ )

$$t''_n = 2,3 C_2 R_{c1} \lg \frac{E_a + U_m}{E_a}. \quad (5-8)$$

В соответствии с этим полный период колебаний мультивибратора с положительным смещением

$$T = t'_n + t''_n = 2,3 (C_1 R_{c2} + C_2 R_{c1}) \lg \frac{E_a + U_m}{E_a}. \quad (5-9)$$

Интересно отметить следующее положение. Если частоту колебаний рассматриваемого мультивибратора сделать равной частоте мультивибратора, собранного по основной схеме, то кривая с напряжения на сетке запертой лампы пройдет через точки  $A$  и  $B$  (рис. 5-5, б) также, как и кривая  $a$ . Но и в этом случае, стремясь к уровню  $E_a$ , кривая  $c$  пойдет круче кривой  $a$ .

## Мультивибратор с катодной связью

В рассмотренных мультивибраторах связь между плечами осуществлялась  $CR_c$ -цепочками, соединяющими анод одной лампы с сеткой другой лампы. Такие мультивибраторы называются мультивибраторами с анодно-сеточными связями.

Наряду с этим связь между лампами может осуществляться через общее катодное сопротивление. Этот принцип использован в мультивибраторе с катодной связью (рис. 5-6), где одна анодно-сеточная связь заменена связью через катодное сопротивление  $R_k$ .

При правильно подобранных параметрах схемы в ней имеет место положительная обратная связь и выполняются условия самовозбуждения. Положительное, например, приращение потенциала сетки  $\mathcal{L}_1$  вызовет уменьшение потенциалов анода этой лампы и сетки лампы  $\mathcal{L}_2$ , за счет чего уменьшится ток  $i_{a2}$  и падение напряжения на сопротивлении  $R_k$ , что увеличит потенциал сетки  $\mathcal{L}_1$ .

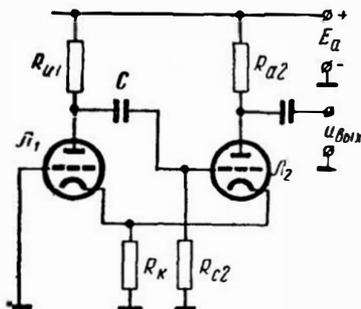


Рис. 5-6. Мультивибратор с катодной связью

Рассмотрим работу схемы с момента, когда лампа  $\mathcal{L}_1$  открылась, а лампа  $\mathcal{L}_2$  заперлась.

После этого конденсатор  $C$ , разряжаясь по цепи  $\mathcal{L}_1 - R_k - \text{корпус} - R_{c2}$ , создает на сопротивлениях  $R_k$  и  $R_{c2}$  напряжение, которым лампа  $\mathcal{L}_2$  удерживается в запертом состоянии.

По мере разряда конденсатора это напряжение уменьшается и в некоторый момент времени лампа  $\mathcal{L}_2$  открывается. Появляющийся ток  $i_{a2}$  увеличивает напряжение на катодном сопротивлении  $R_k$ , что уменьшает потенциал сетки  $\mathcal{L}_1$  и, следовательно, ток  $i_{a1}$ . Положительный скачок напряжения, возникающий при этом на аноде  $\mathcal{L}_1$ , через конденсатор  $C$  передается на сетку лампы  $\mathcal{L}_2$  и вызывает дальнейшее увеличение тока  $i_{a2}$  и т. д.

За счет усилительных свойств схемы каждый последующий скачок тока и напряжения оказывается больше предыдущего, т. е. процесс в схеме происходит лавинообразно и в результате его лампа  $\mathcal{L}_1$  запирается, а лампа  $\mathcal{L}_2$  открывается.

После скачка конденсатор  $C$  заряжается по цепи:  $E_a - R_{a1} - C - \text{промежуток сетка-катод} (r_0) \text{ лампы } \mathcal{L}_2 - R_k - \text{корпус} - E_a$ . Ток заряда создает на сопротивлении  $r_0$  напряжение с положительной полярностью на сетке лампы  $\mathcal{L}_2$ , которое обеспечивает определенный ток  $i_{a2}$ . Напряжение, которое создает этот ток на сопротивлении  $R_k$ , оказывается достаточным для того, чтобы лампа  $\mathcal{L}_1$  находилась в запертом состоянии.

Постепенно ток заряда конденсатора и напряжение на  $R_k$  умень-

шаются, что вызывает уменьшение тока  $i_{a2}$  и напряжения на катодном сопротивлении. В некоторый момент времени напряжение на  $R_k$  снижается до величины, соответствующей потенциалу отпирания лампы  $L_1$ , и появляется ток  $i_{a1}$ . Это приводит к возникновению отрицательного скачка на аноде лампы  $L_1$ , который через конденсатор  $C$  передается на сетку лампы  $L_2$ . В результате ток  $i_{a2}$  и падение напряжения на  $R_k$  уменьшаются, ток  $i_{a1}$  возрастает и т. д. — возникает новый лавинообразный процесс, заканчивающийся тем, что лампа  $L_1$  отпирается, а лампа  $L_2$  запирается.

Заметим, что запертое состояние лампы  $L_2$  обуславливается, как и в основной схеме, разрядом конденсатора, а открытое состояние — зарядом конденсатора. Так как постоянные времена этих процессов различны и  $\tau_p \gg \tau_z$ , то лампа  $L_2$  большую часть периода заперта и меньшую часть открыта — колебания на выходе мультивибратора оказываются несимметричными. Отсутствие второго конденсатора благоприятно сказывается на форме  $u_{вых}$ .

### Мультивибратор на транзисторах

Подобно лампам транзисторы могут выполнять роль переключающих элементов. Это обстоятельство способствовало широкому использованию их в схемах импульсных генераторов, работа которых сводится в конечном счете к периодическому переключению конденсатора с заряда на разряд.

Принципы построения схем ламповых и транзисторных мультивибраторов аналогичны. Аналогия была бы наиболее полной в случае использования транзисторов типа  $n - p - n$ , в которых основными носителями зарядов, как и в лампах, являются электроны.

Однако более широкое применение нашли триоды типа  $p - n - p$ , источник питания которых имеет полярность, противоположную полярности источника анодного питания. Поэтому токи в цепях аналогичных электродов ламп и транзисторов имеют разное направление. Такая особенность и учет специфических свойств самого транзистора приводят к необходимости специально рассмотреть работу мультивибратора на полупроводниковых триодах.

Отметим, что каждая ламповая схема имеет аналог в виде схемы на транзисторах, поэтому ограничимся рассмотрением основной схемы (рис. 5-7), получившей название мультивибратора с отрицательными базами и являющейся прототипом схемы лампового мультивибратора с положительными сетками (с положительным смещением).

Такая схема предпочтительней схемы с нулевыми базами, ибо она обеспечивает четкую фиксацию момента перехода транзистора из запертого состояния в открытое.

Для подтверждения этого положения обратимся к рассмотренной выше основной схеме лампового мультивибратора с нулевыми сетками. В этой схеме в процессе разряда конденсатора напряжение

на сетке запертой лампы от большого отрицательного значения стремится к нулю, а опрокидывание происходит в момент достижения им уровня отпирания лампы, когда экспонента еще имеет достаточную крутизну. Это обуславливает сравнительно четкую фиксацию перехода лампы из запертого состояния в открытое.

В схеме с нулевыми базами в процессе разряда конденсатора напряжение на базе запертого транзистора также асимптотически

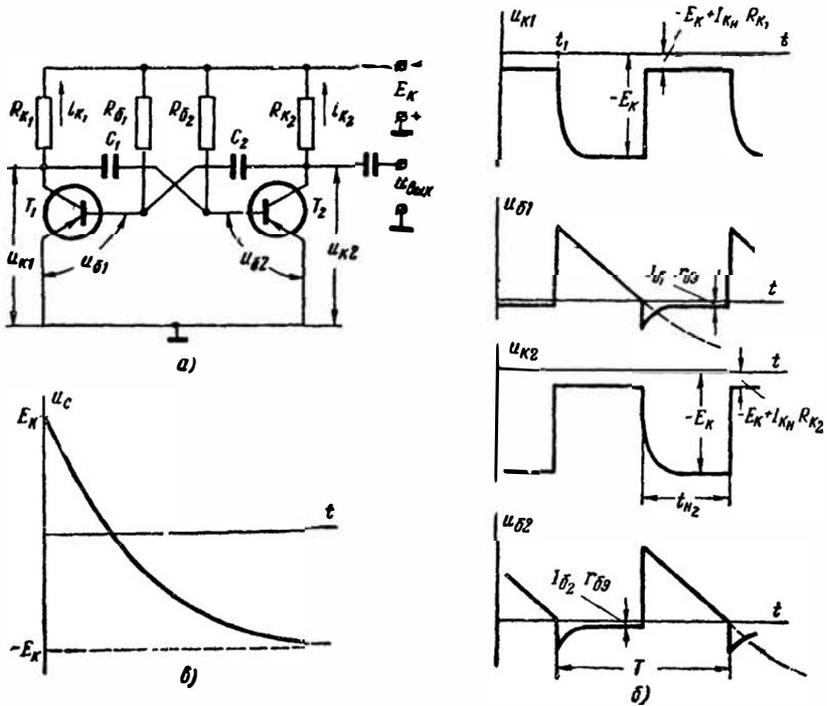


Рис. 5-7. Основная схема мультивибратора на транзисторах

стремится к нулю. Однако момент опрокидывания схемы в данном случае не фиксируется, так как транзисторы отпираются при напряжении между базой и эмиттером, близким к нулю, когда крутизна экспоненты весьма мала. Поэтому любое случайное изменение режима может вызвать опрокидывание.

Введение отрицательного смещения в цепь базы позволяет устранить указанный недостаток благодаря увеличению крутизны экспоненты, которая теперь стремится к уровню  $-E_k$ . Так как работа мультивибратора предполагает периодическое переключение конденсаторов с заряда на разряд, то каждый транзистор должен работать в режиме ключа, т. е. переходить от запертого состояния в состояние насыщения.

При идентичности параметров транзисторов  $T_1$  и  $T_2$  и симметрии схемы ( $R_{к1} = R_{к2}$ ;  $R_{б1} = R_{б2}$  и  $C_1 = C_2$ ) в начальный момент после подключения источника  $-E_k$  через триоды протекают равные токи. Однако такое равновесное состояние схемы весьма неустойчиво. Незначительное изменение тока одного из транзисторов, вызванное, например, неравномерностью диффузии зарядов через эмиттерный переход, обуславливает несимметрию режимов плеч, которая лавинообразно нарастает.

Допустим, что произошло увеличение тока  $i_{к2}$  через триод  $T_2$ , в результате которого потенциал коллектора  $u_{к2} = -(E_k - i_{к2}R_{к2})$  стал менее отрицательным. Так как коллектор  $T_2$  связан с базой триода  $T_1$  через конденсатор  $C_2$ , напряжение между обкладками которого не может мгновенно измениться, то положительный скачок напряжения передается на базу  $T_1$  и, смещая эмиттерный переход в обратном направлении, обуславливает уменьшение тока  $i_{к1}$ . В результате потенциал коллектора левого триода  $u_{к1} = -(E_k - i_{к1}R_{к1})$  станет более отрицательным и на базу  $T_2$  через конденсатор  $C_1$  передается отрицательный скачок напряжения. Этот скачок сместит эмиттерный переход  $T_2$  в прямом направлении и обусловит дальнейшее увеличение тока  $i_{к2}$  и т. д.

Благодаря усилительным свойствам транзисторов рассмотренный процесс развивается лавинообразно и завершается запирающим триода  $T_1$  и отпиранием триода  $T_2$ . При этом рабочая точка, соответствующая режиму  $T_1$ , переходит в область отсечки, а рабочая точка, соответствующая режиму  $T_2$ , — в область насыщения. Потенциал коллектора отпертого триода почти равен нулю, так как транзистор в этом режиме имеет малое сопротивление, а потенциал коллектора запертого триода приблизительно равен  $-E_k$ .

За время лавинообразного процесса напряжения на конденсаторах  $C_1$  и  $C_2$  не успевают изменяться. Поэтому после очередного опрокидывания ( $T_1$  заперт,  $T_2$  открыт) начнется перезаряд  $C_1$  и  $C_2$ .

Перезаряд конденсатора  $C_2$  происходит под влиянием двух напряжений, действующих согласно:  $E_k$  и напряжения на самом конденсаторе, имевшего перед опрокидыванием нулевой потенциал на левой обкладке и отрицательный на правой.

В процессе перезаряда по цепи:  $+E_k$  (корпус) — открытый триод  $T_2$  —  $C_2$  —  $R_{б1}$  —  $(-E_k)$  напряжение  $u_{C2}$  стремится изменить полярность, когда правая обкладка будет иметь нулевой потенциал, а левая — отрицательный  $(-E_k)$ . Однако еще до этого, когда  $u_{C2}$  окажется близким к нулю, напряжение между базой и эмиттером левого триода ( $u_{б1} = u_{C2} - u_{к2} \approx u_{C2}$ ) перестанет быть положительным и  $T_1$  отперется; дозаряд конденсатора  $C_2$  произойдет лишь после того, как  $T_2$  заперется, а  $T_1$  полностью откроется.

Постоянная времени описанного процесса  $\tau' = CR_б$ .

Обратимся к конденсатору  $C_1$ . После очередного опрокидывания схемы ( $T_1$  заперт, а  $T_2$  открыт) напряжение на этом конденсаторе

$u_{c1} \approx 0$  (вследствие этого и произошло отпирание триода  $T_2$ ). Затем происходит заряд  $C_1$  по цепи:  $+E_k$  (корпус) — эмиттер — база триода  $T_2$  —  $C_1$  —  $R_{k1}$  —  $(-E_k)$ . В ходе этого процесса ток заряда и падение напряжения на  $R_{k1}$  уменьшаются и потенциал коллектора  $T_1$  экспоненциально приближается к  $-E_k$  с постоянной времени  $\tau'' = CR_{k1}$ .

В результате лавинообразно протекающих процессов на коллекторах триодов формируются импульсы почти прямоугольной формы.

Описанные процессы иллюстрируются кривыми на рис. 5-7, б. До момента времени  $t < t_1$  триод  $T_2$  заперт, а триод  $T_1$  открыт. Так как сопротивление открытого триода  $T_1$  весьма мало, то потенциал его коллектора имеет небольшую отрицательную величину

$$u_{k1} = -(E_k - I_{k.n} R_{k1}) \approx 0,$$

где  $I_{k.n}$  — ток насыщения.

Потенциал базы открытого триода также имеет малое отрицательное значение

$$u_{b1} = i_{b1} r_{б.э} = \frac{-E_k}{R_{б1} + r_{б.э}} r_{б.э} \approx 0,$$

так как сопротивление открытого эмиттерного перехода  $r_{б.э} \ll R_{б1}$ .

В то же время потенциал коллектора запертого триода  $T_2$  максимален

$$u_{k2} \approx -E_k.$$

а потенциал его базы, оставаясь положительным, экспоненциально убывает (рис. 5-7, в):

$$u_{b2} = u_{c1} - u_{k1} \approx u_{c1} = -E_k + 2E_k e^{-\frac{t}{\tau'}}.$$

В момент  $t = t_1$  потенциал  $u_{b2}$  запертого транзистора становится близким к нулю и схема опрокидывается:  $T_1$  запирается, а  $T_2$  отпирается.

После опрокидывания схемы начинается перезаряд конденсаторов, поэтому потенциалы электродов продолжают изменяться.

Ток заряда конденсатора  $C_1$  и падение напряжения на  $R_{k1}$  экспоненциально уменьшаются и потенциал коллектора  $T_1$  постепенно спадает, стремясь к значению  $-E_k$ . Вместе с этим по мере перезаряда  $C_1$  происходит некоторое повышение потенциала базы  $u_{b2}$  открытого триода  $T_2$  до значения, близкого к нулю. Несмотря на это, потенциал коллектора  $u_{k2}$  не меняется, так как  $T_2$  находится в состоянии насыщения.

По мере перезаряда конденсатора  $C_2$  через  $R_{б1}$  происходит уменьшение напряжения на этом сопротивлении и потенциал базы  $u_{b1}$  становится менее положительным.

В момент, когда  $u_{b1}$  станет близким к нулю, происходит новое опрокидывание схемы.

Время перезарядки конденсаторов в схеме различно. Конденсатор, присоединенный к коллектору закрывшегося транзистора, например  $T_1$ , перезаряжается через открытый эмиттерный переход второго триода  $T_2$  и небольшое коллекторное сопротивление  $R_{к1}$ . Поэтому активная длительность фронта отрицательного импульса закрывшегося триода

$$t_{\phi} = 2,2 \tau'' \approx 2,2 CR_{к}, \quad (5-10)$$

где  $C$  — включает и емкость нагрузки.

Конденсатор, присоединенный к коллектору открывшегося транзистора  $T_x$ , перезаряжается через открытый транзистор и сопротивление в цепи базы другого триода  $R_{б1}$ . Напряжение на нем от величины  $u_c = -E_k$  стремится к значению  $u_c = E_k$ , но не достигает его, так как через время  $t = t_n$  после начала перезарядки напряжение на базе триода  $T_2$  ( $u_{б2} = u_{с2} + u_{к2} \approx u_{с2}$ ) станет равно нулю и произойдет опрокидывание схемы. Таким образом, через  $t = t_n$  напряжение на базе запятого транзистора

$$u_6 = -E_k + 2E_k e^{-\frac{t_n}{\tau'}} = 0,$$

где  $\tau' \approx CR_6$ .

Отсюда после несложных преобразований длительности отрицательных импульсов на коллекторах триодов  $T_1$  и  $T_2$

$$t_n' = R_{б1} C_2 \ln 2 \approx 0,7 R_{б1} C_2 \quad \text{и} \quad t_n'' = R_{б2} C_1 \ln 2 \approx 0,7 R_{б2} C_1. \quad (5-11)$$

Период колебаний мультивибратора

$$T = t_n' + t_n'' = 0,7 (R_{б1} C_2 + R_{б2} C_1). \quad (5-12)$$

Благодаря использованию насыщенных транзисторов, а также потому, что напряжение отпирания почти не зависит от напряжения источника питания, частота колебаний мультивибратора мало зависит от изменений питающего напряжения. В то же время она сильно зависит от температуры, с повышением которой уменьшается сопротивление эмиттерного перехода закрытого транзистора, так как через него увеличивается ток неосновных носителей. Это сопротивление, шунтируя  $R_6$ , изменяет постоянную времени перезарядки конденсатора.

Для уменьшения указанной зависимости в схему мультивибратора вводят термокомпенсирующие цепи.

Одним из простейших способов термостабилизации является уменьшение сопротивления  $R_6$ . Чем оно меньше по сравнению с обратным сопротивлением эмиттерного перехода, тем меньше изменения последнего сказываются на частоте колебаний.

Из этих соображений рекомендуется выбирать  $R_6$  меньше 20 ком. Однако уменьшение  $R_6$  приводит к необходимости увеличить емкости конденсаторов  $C$  с тем, чтобы длительность импульса осталась прежней, что в свою очередь увеличивает длительность

фронта импульса  $t_{\phi}$ . Для уменьшения  $t_{\phi}$  следует уменьшать сопротивление  $R_k$  (обычно  $R_k = (1 \div 3) \text{ ком}$ ), что приводит к увеличению тока насыщения  $I_{k.н}$ . Такое форсирование не всегда до-

пустимо, так как связано с ухудшением теплового режима работы транзистора.

С целью обеспечения допустимого теплового режима транзистора при стремлении улучшить форму импульса сопротивление в цепи коллектора разбивают на две части (рис. 5-8, а). В этом случае

$$I_{k.н} = \frac{E_k}{R_k} = \frac{E_k}{R'_k \nmid R''_k}$$

$R'_k$  ток  $I_{k.н}$  всегда можно сделать меньше  $I_{k. доп}$ .

В то же время благодаря перезаряду конденсаторов через малые сопротивления  $R''_k$  форма генерируемых импульсов значительно улучшится. Уменьшение  $R''_k$  ограничено лишь выполнением условия самовозбуждения.

Нестабильность частоты мультивибратора можно существенно уменьшить, включая в цепи баз транзисторов диоды  $D_1$  и  $D_2$  с малым обратным током (рис. 5-8, б). Благодаря диодам токи разряда конденсаторов замыкаются через  $R_6$ , а цепь эмиттерного перехода закрытого транзистора оказывается для них практически разомкнутой.

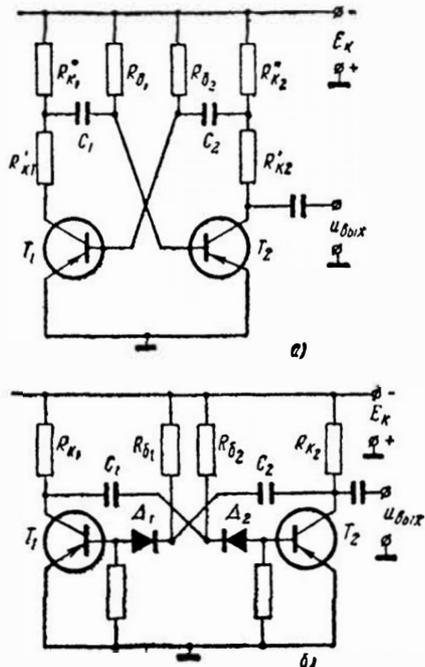


Рис. 5-8. Схемы термостабильных мультивибраторов

обратным током (рис. 5-8, б). Благодаря диодам токи разряда конденсаторов замыкаются через  $R_6$ , а цепь эмиттерного перехода закрытого транзистора оказывается для них практически разомкнутой.

#### § 5-4. РАБОТА МУЛЬТИВИБРАТОРА В РЕЖИМЕ СИНХРОНИЗАЦИИ И ДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТЫ

При воздействии переменного напряжения на автоколебательную систему возможен режим, при котором частота генерируемых колебаний изменяется и становится равной или кратной частоте воздействующего напряжения. Такой режим захватывания частоты называют с и н х р о н и з а ц и е й.

Синхронизация необходима для обеспечения строгой временной согласованности работы нескольких генераторов.

Синхронизирующий генератор, определяющий частоту всех остальных генераторов, бывает как релаксационным, так и генератором

синусоидальных колебаний, часто с кварцевой стабилизацией. В последнем случае синхронизация повышает стабильность частоты колебаний синхронизируемых генераторов. Как будет показано ниже, синхронизацию при прочих равных условиях лучше всего производить кратковременными остроконечными импульсами.

Принципиально синхронизация мультивибраторов на электронных лампах и полупроводниковых триодах аналогична. В качестве примера рассмотрим процессы, происходящие при синхронизации лампового мультивибратора.

Обычно синхроимпульсы вводят в цепь сетки (рис. 5-9, а). До

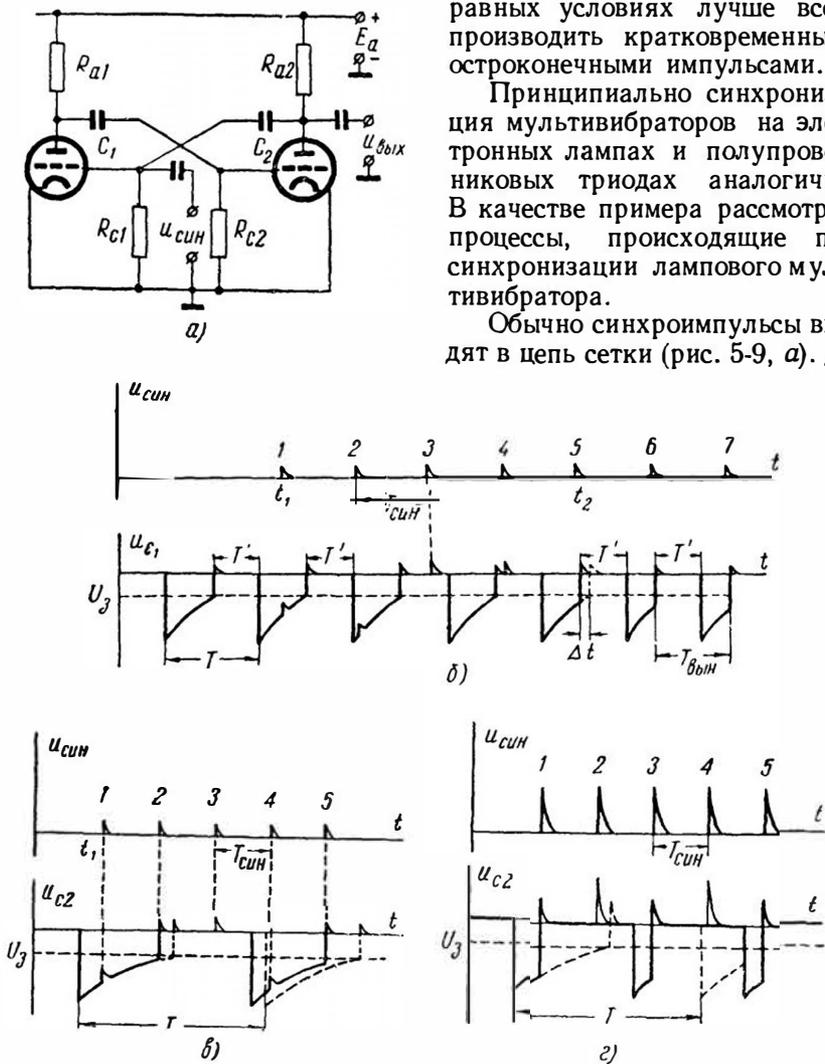


Рис. 5-9. Синхронизация мультивибратора

их поступления мультивибратор генерирует колебания с периодом  $T$ . Пусть в момент времени  $t_1$ , когда отрицательное напряжение на сетке лампы имеет еще большую величину (рис. 5-9, б), поступает

первый положительный синхроимпульс. Но возросшее напряжение  $u_{c1}$  оказывается еще ниже уровня отпирания лампы. Поэтому состояние схемы сохраняется прежним: лампа  $L_1$  остается запертой, лампа  $L_2$  — открытой, а конденсатор  $C_2$  продолжает разряжаться. Аналогично действует и второй синхроимпульс. Третий и четвертый импульсы поступают на сетку  $L_1$ , когда лампа открыта, и поэтому не вызывают опрокидывания схемы. Только в момент  $t_2$  под действием пятого импульса напряжение на сетке  $L_1$  становится выше  $U_a$  и лампа открывается. Появившийся ток  $i_{a1}$  обуславливает понижение потенциала анода  $L_1$  — на сетку  $L_2$  передается отрицательный скачок напряжения, уменьшающий ток  $i_{a2}$ , и т. д. Таким образом, пятый синхроимпульс вызывает процесс опрокидывания на время  $\Delta t$  раньше, чем он наступил бы самостоятельно.

Так как продолжительность  $T'$  открытого состояния лампы  $L_1$  по-прежнему определяется скоростью разряда  $C_1$ , то и следующее *самостоятельное* опрокидывание схемы произойдет на время  $\Delta t$  раньше (рис. 5-9, б). Это означает, что к моменту поступления шестого синхроимпульса напряжение на сетке запертой лампы  $L_1$ , достигнет такого же уровня, какой был к приходу пятого импульса, благодаря чему схема вновь опрокинется преждевременно. Аналогичное состояние наступит в схеме к моменту прихода седьмого, восьмого и всех последующих импульсов, т. е. схема начнет работать в режиме синхронизации. При этом продолжительность запертого состояния лампы  $L_1$  и период колебаний в целом с момента времени  $t_2$  определится частотой поступающих синхроимпульсов.

Синхронизация произойдет лишь при условии, когда частота следования синхроимпульсов  $f_{\text{син}}$  больше собственной частоты колебаний мультивибратора  $f$ , так как в противном случае обе лампы будут отпираться самостоятельно. Обычно  $f_{\text{син}} = (1,2 \div 1,4)f$ .

Важно отметить, что в момент включения источника синхроимпульсов ( $t_1$ ) соотношение фаз синхронизирующего и синхронизируемого напряжений случайное. Поэтому в схеме происходит переходный процесс, который в рассмотренном случае длится в течение времени  $t_1 \div t_2$ .

Амплитуда синхроимпульсов существенно влияет на длительность этого процесса. При большой амплитуде синхроимпульсов напряжение на сетке запертой лампы уже в момент  $t_1$  оказалось бы выше  $U_a$  (рис. 5-9, б) и схема засинхронизировалась бы первым синхроимпульсом.

Кроме того, большая амплитуда синхроимпульсов гарантирует синхронизацию генератора при значительных изменениях напряжения запирания ламп.

Стабильность частоты синхронизируемого генератора зависит от крутизны переднего фронта синхроимпульса. Чем больше крутизна, тем меньше, при одинаковом изменении напряжения запирания лампы, изменится период колебаний (аналогично мультивибратору с положительным смещением).

Синхронизацию мультивибратора можно осуществить импульсами отрицательной полярности. Такие импульсы, поступая на сетку открытой лампы, через нее в положительной полярности подаются на сетку запертой лампы, обуславливая синхронизацию.

В случае, когда  $f_{\text{син}} \gg f$ , мультивибратор работает в режиме деления частоты, т. е. частота колебаний на выходе мультивибратора в целое число раз меньше частоты следования синхроимпульсов. Пусть источник синхроимпульсов подключается к схеме (рис. 5-9, а) в момент  $t_1$ . Второй синхроимпульс (рис. 5-9, в) отпирает лампу  $L_1$  несколько раньше, чем она открылась бы самостоятельно.

Начиная с этого момента, каждый третий синхроимпульс (5, 8, 11 и т. д.) опрокидывает схему, вследствие чего период вынужденных колебаний мультивибратора  $T_{\text{вын}} = 3T_{\text{син}}$  или  $f_{\text{вын}} = \frac{1}{3}f_{\text{син}}$ . Отношение частоты синхронизирующего напряжения к частоте вынужденных колебаний мультивибратора называется коэффициентом деления частоты

$$n = \frac{f_{\text{син}}}{f_{\text{вын}}}$$

Коэффициент  $n$  и период  $T_{\text{вын}}$  существенно зависят от амплитуды синхроимпульсов. Если бы амплитуда синхроимпульсов была больше показанной на рис. 5-9, в, то лампа  $L_1$  открылась бы первым и далее отпиралась бы каждым вторым импульсом (рис. 5-9, з). В этом случае  $n = 2$  и  $T_{\text{вын}} = 2T_{\text{син}}$ .

Очевидно, что для получения большого  $n$  необходимо уменьшать амплитуду синхроимпульсов. Но тогда, как было показано выше, частота вынужденных колебаний мультивибратора может измениться при изменении напряжения запирающих ламп. Поэтому практически коэффициент деления  $n$  выбирают не более 5—6.

Для получения большого коэффициента деления применяют несколько релаксационных делителей, включенных последовательно. Их коэффициенты деления  $n_1, n_2, \dots$  обеспечивают общий заданный коэффициент деления  $n = n_1 n_2 \dots$

## § 5-5. РАСЧЕТ МУЛЬТИВИБРАТОРОВ

### Расчет мультивибратора на электронных лампах с нулевым смещением (рис. 5-1)

Для расчета обычно задают: амплитуду выходных импульсов  $U_m$ , частоту повторения импульсов  $f$ , коэффициент заполнения  $\gamma$ , напряжение источника анодного питания  $E_a$ , емкость и активное сопротивление нагрузки  $C_n$  и  $R_n$ . Если интерес представляет срез положительного импульса (когда, например, последующим дифференцированием необходимо получить остроконечные отрицательные импульсы), то задают длительность среза  $t_c$ .

Пусть  $f=5 \text{ кГц}$ ,  $U_m=100 \text{ в}$ ,  $\gamma=0,2$ ,  $E_a=200 \text{ в}$ ,  $t_c=0,25 \text{ мксек}$ ,  $C_n=10 \text{ нф}$ , активное сопротивление нагрузки будем считать настолько большим, что оно не влияет на работу мультивибратора.

1. Произведем выбор лампы. Для этого находим ток  $I_0$  который должна иметь лампа при  $u_c=0$  и  $u_a=E_a$  для обеспечения заданной длительности среза  $t_c$ .

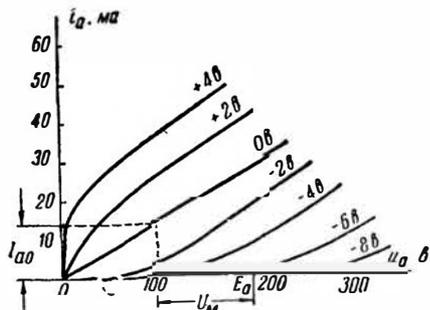


Рис. 5-10. К расчету лампового мультивибратора

С учетом формулы (5-5) начальный ток разряда паразитных емкостей через открывшуюся лампу, выражающийся соотношением (3-48), запишется в виде

$$I_0 \approx \frac{2(C_{\text{вых2}} + C_{\text{вх1}}) U_m}{t_c}$$

где

$$C_{\text{вых2}} = C_{\text{ак}} + C_m + C_n.$$

Примем

$$C_{\text{ак}} = 4 \text{ нф}, C_m = 10 \text{ нф}, C_{\text{ск}} = 2 \text{ нф}.$$

Тогда

$$C_{\text{вых2}} + C_{\text{вх1}} = 4 + 10 + 10 + 2 = 26 \text{ нф}.$$

и

$$I_0 \approx \frac{2 \cdot 26 \cdot 10^{-12} \cdot 100}{0,25 \cdot 10^{-6}} = 20 \text{ ма}.$$

Выбираем лампу с током, бóльшим  $I_0$ . Возьмем триод 6Н1П, у которого  $I_0=29 \text{ ма}$ ,  $P_{\text{а. доп}}=2 \text{ вт}$ ,  $C_{\text{ак}}=1,75 \text{ нф}$ ,  $C_{\text{ск}}=3,1 \text{ нф}$ , т. е.  $C_{\text{ак}} + C_{\text{ск}}=1,75+3,1=4,85 \text{ нф}$ , что меньше принятого вначале. Поэтому заданная длительность среза будет безусловно обеспечена.

Если техническими условиями длительность среза не оговаривается, то лампа выбирается по обычным соображениям (малые междуэлектродные емкости, большая крутизна и достаточная мощность рассеивания на аноде).

2. Определяем величину анодного тока открытой лампы, для чего в системе анодных характеристик (рис. 5-10) влево от точки  $E_a$  откладываем величину  $U_m$  и из точки  $u_a = U_{a0} = E_a - U_m$  восстанавливаем перпендикуляр до пересечения с характеристикой, снятой при  $u_c = 0$ .

$$I_{a0} = 14 \text{ ма}.$$

3. Определяем сопротивления анодных нагрузок

$$R_{a1} = R_{a2} = \frac{U_m}{I_{a0}}; \quad R_{a1} = R_{a2} = \frac{100}{14 \cdot 10^{-3}} = 7,15 \text{ ком}.$$

Мощность, рассеиваемая на сопротивлении  $R_{a2}$ ,

$$P = I_{a0}^2 R_a (1 - \gamma); \quad P = (14 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 7,15 \cdot 10^3 \cdot 0,8 = 0,81 \text{ вт.}$$

В соответствии с ГОСТом выбираем  $R_a = 7,2 \text{ ком}$ ,  $P = 1 \text{ вт}$ .  
4. Находим мощность, рассеиваемую на аноде каждой лампы,

$$P_{a2} = U_{a0} I_{a0} (1 - \gamma), \quad P_{a2} = 100 \cdot 14 \cdot 10^{-3} (1 - 0,2) = 1,12 \text{ вт.}$$

$$P_{a1} = U_{a0} I_{a0} \gamma, \quad P_{a1} = 100 \cdot 14 \cdot 10^{-3} \cdot 0,2 = 0,28 \text{ вт,}$$

что меньше  $P_{a. \text{ доп}}$  выбранной лампы.

5. Находим постоянные времени разряда конденсаторов

$$\tau_2 = C_1 R_{c2} \quad \text{и} \quad \tau_1 = C_2 R_{c1}.$$

Считая  $K_1 = K_2 = K$ , запишем:

$$\gamma = \frac{t_{н}}{T} = \frac{2,3 \tau_2 \lg K}{2,3 (\tau_1 + \tau_2) \lg K} = \frac{\tau_2}{\tau_1 + \tau_2}, \quad (5-13)$$

откуда

$$\tau_1 = \frac{\tau_2 (1 - \gamma)}{\gamma} = \frac{\tau_2 (1 - \gamma) T}{t_{н}} = \frac{\tau_2 (1 - \gamma) T}{2,3 \tau_2 \lg K} = \frac{1 - \gamma}{2,3 f \lg K},$$

где

$$K = \frac{U_{м}}{U_3}.$$

$$K = \frac{100}{7} = 14,4; \quad \tau_1 = \frac{1 - 0,2}{2,3 \cdot 5 \cdot 10^3 \lg 14,4} = 60 \text{ мксек}$$

Из выражения (5-13)

$$\tau_2 = \frac{\gamma \tau_1}{1 - \gamma} = \frac{0,2 \cdot 60}{1 - 0,2} = 15 \text{ мксек.}$$

6. Определяем емкость конденсатора  $C_2$  из условия

$$C_2 \leq \frac{(0,2 \div 0,25) \gamma}{f (R_a + r_0)}, \quad C_2 \leq \frac{0,25 \cdot 0,2}{5 \cdot 10^3 (7,2 + 1) \cdot 10^3} = 1220 \text{ пф.}$$

Выбираем по ГОСТу  $C_2 = 690 \text{ пф}$ .

Проверяем выполнение неравенства  $C > (5 \div 10) C_{вх}$ , где

$$C_{вх} = C_{ск} + C_{ac} (1 + K); \quad C_{вх} = 3,1 + 1,75 (1 + 14,4) = 30,1 \text{ пф.}$$

7. Определяем сопротивление

$$R_{c1} = \frac{\tau_1}{C_2}, \quad R_{c1} = \frac{60 \cdot 10^{-6}}{690 \cdot 10^{-12}} = 87 \text{ ком}$$

В соответствии с ГОСТом выбираем  $R_c = 91 \text{ ком}$ ,  $P = 0,1 \text{ вт}$ .  
Проверяем выполнение неравенства  $R_c > (5 \div 15) R_a$ .

Обычно берут сопротивление  $R_{c2} = R_{c1}$ .

8. Находим емкость конденсатора

$$C_1 = \frac{\tau_2}{R_{сз}}, \quad C_1 = \frac{15 \cdot 10^{-6}}{91 \cdot 10^3} = 168 \text{ нф.}$$

Выбираем по ГОСТу  $C_1 = 160 \text{ нф}$ . Проверяем выполнение условия

$$C_1 > (5 \div 10) C_{вх}.$$

В соответствии с выражением (5-4) оцениваем длительность переднего фронта

$$t_{\phi} \approx 2(C_2 + C_{вх2})R_{а2} = 2(690 + 22) \cdot 10^{-12} \cdot 7,2 \cdot 10^3 \approx 10 \text{ мксек.}$$

### Расчет мультивибратора на транзисторах с отрицательным смещением (рис. 5-7, а)

Для расчета обычно задают: амплитуду импульсов  $U_m$ , частоту повторения импульсов  $f$ , длительность импульса  $t_n$  и длительность фронта импульса  $t_{\phi}$ .

Расчет сводится к выбору транзистора и режима его работы и к определению параметров схемы.

Пусть  $f = 10 \text{ кгц}$ ,  $U_m = 10 \text{ в}$ ,  $t_n = 40 \text{ мксек}$ ,  $t_{\phi} = 1,5 \text{ мксек}$ .

1. Определим напряжение питания коллекторных цепей

$$E_k \geq (1,1 \div 1,2) U_m.$$

Возьмем  $E_k = 1,2 U_m = 12 \text{ в}$ .

2. Выбираем транзисторы с большим допустимым коллекторным напряжением ( $E_{к. доп} > 2U_m$ ) и высокой предельной частотой

$$\left( f_{\alpha} > \frac{2}{2t_{\phi}} \right).$$

Исходя из приведенных соображений, выбираем триод типа П14, для которого  $f_{\alpha} = 1 \text{ мгц}$ ,  $I_{к. доп} = 10 \text{ ма}$ .

3. В соответствии с приведенными выше рекомендациями зададимся  $R_k = (1 \div 3) \text{ ком}$  и в системе коллекторных характеристик через точки с координатами  $i_k = 0$ ;  $u_k = -E_k$  и  $u_k = 0$ ;

$i_k = \frac{E_k}{R_k}$  проведем нагрузочную прямую.

Примем  $R_k = 2 \text{ ком}$ .

4. Точка пересечения нагрузочной прямой (рис. 5-11) с линией критического режима определяет ток насыщения транзистора  $I_{к. н}$ :

$$I_{к. н} \approx 6 \text{ ма.}$$

Проверяем не превышает ли ток  $I_{к. н}$  допустимого значения  $I_{к. доп}$ .

5. Выбираем глубину насыщения транзистора.

Для рассчитываемого случая на границе насыщения  $I_0 = 300 \text{ мка}$ .

Для надежного насыщения примем  $I_0 = 400 \text{ мка}$ .

6. Рассчитываем величину сопротивления  $R_0$ , обеспечивающую выбранный ток базы,

$$R_0 = \frac{E_k}{I_0}, \quad R_0 = \frac{12}{400 \cdot 10^{-6}} = 30 \text{ ком.}$$

7. Проверяем выполнение условия  $R_0 < \beta R_k$ , при котором имеет место насыщение транзистора.

Для выбранного транзистора  $\alpha = 0,95$ . Поэтому

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{0,95}{1 - 0,95} = 19;$$

$$\beta R_k = 19 \cdot 2 \cdot 10^3 = 38 \text{ ком.}$$

8. Определяем мощность, рассеиваемую на сопротивлениях  $R_0$

$$P = I_0^2 R_0, \quad P = (0,4 \cdot 10^{-3})^2 \times \\ \times 30 \cdot 10^3 \frac{40 \cdot 10^{-6}}{10^{-4}} = 1,92 \text{ мвт.}$$

$$P = I_0^2 R_0 \cdot (1 - \gamma) = (0,4 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 30 \cdot 10^3 \times \left(1 - \frac{40 \cdot 10^{-6}}{10^{-4}}\right) = 2,88 \text{ мвт.}$$

В соответствии с ГОСТом выбираем  $R_0 = 30 \text{ ком}$ ,  $P = 0,1 \text{ вт}$ .

9. Определяем емкости конденсаторов  $C_1$  и  $C_2$ :

$$C_1 = \frac{T - t_n}{0,7 R_{k2}}, \quad T = \frac{1}{f} = 10^{-4} \text{ сек.}$$

$$C_1 = \frac{10^{-4} - 40 \cdot 10^{-6}}{0,7 \cdot 30 \cdot 10^3} = 2850 \text{ пф.}$$

$$C_2 = \frac{t_n}{0,7 R_{01}}, \quad C_2 = \frac{40 \cdot 10^{-6}}{0,7 \cdot 30 \cdot 10^3} = 1905 \text{ пф.}$$

Выбираем по ГОСТу  $C_1 = 2800 \text{ пф}$ ;  $C_2 = 2000 \text{ пф}$ .

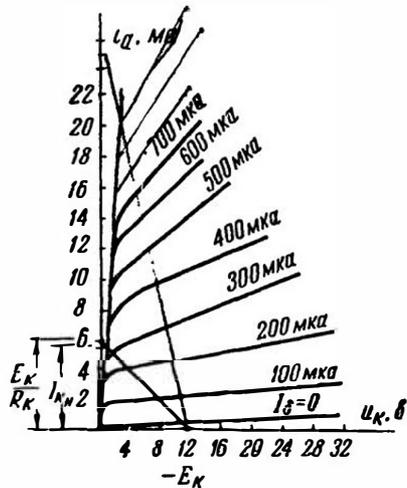


Рис. 5-11. К расчету транзисторного мультивибратора

10. Проверяем обеспечение выбранными параметрами схемы заданной длительности фронта импульса

$$t_{\phi} = 2,2 C_1 R_{к1} = 2,2 \cdot 2800 \cdot 10^{-12} \cdot 2 \cdot 10^3 = 12 \text{ мксек.}$$

Длительность фронта оказывается больше заданной.

11. Для обеспечения заданной длительности фронта разбиваем  $R_{к}$  на две части (рис. 5-8, а). Принимаем  $R_{к}'' = 200 \text{ ом}$  и  $R_{к}' = 1800 \text{ ом}$ .

12. Определяем новое значение длительности фронта

$$t_{\phi} = 2,2 C_1 R_{к}'' = 2,2 \cdot 2800 \cdot 10^{-12} \cdot 200 = 1,2 \text{ мксек,}$$

что меньше заданного.

13. Мощность, рассеиваемая на сопротивлениях  $R_{к}'$  и  $R_{к}''$ , подсчитывается так же, как и для лампового мультивибратора.

---

---

## Глава 6

### СПУСКОВЫЕ УСТРОЙСТВА (ТРИГГЕРЫ)

#### § 6-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Т р и г г е р о м называют устройство, имеющее одно или два устойчивых состояния. Из этих состояний оно выводится внешним запускающим сигналом, вызывающим в схеме лавинообразный процесс.

Триггер с двумя устойчивыми состояниями переходит в каждое из них только под действием запускающего (спускового, стартового) сигнала.

Триггер с одним устойчивым состоянием находится в нем до поступления запускающего импульса, который опрокидывает его в неустойчивое состояние. В зависимости от параметров схема находится в новом положении то или иное время и самостоятельно возвращается в первоначальное устойчивое состояние.

За счет лавинообразно протекающих в схеме процессов форма выходного напряжения триггера близка к прямоугольной и не зависит от формы запускающего сигнала. Поэтому триггерные схемы по существу являются генераторами прямоугольных импульсов с внешним запуском.

По принципу действия триггер напоминает взведенную пружину, которая спускается при поступлении запускающего импульса. Отсюда второе название подобных схем — с п у с к о в ы е у с т р о й с т в а.

В отличие от мультивибраторов (генераторов с самовозбуждением) временное положение и частота следования выходных импульсов триггера определяются параметрами запускающего напряжения. Это позволяет получать выходные импульсы в строго определенные моменты времени и с нужной частотой повторения.

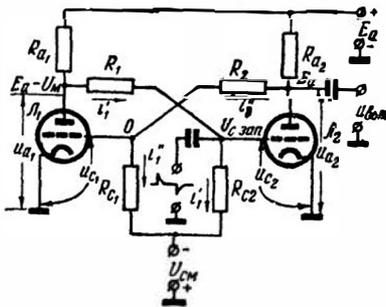
Триггер с двумя устойчивыми состояниями часто называют р е о с т а т н ы м т р и г г е р о м, а триггер с одним устойчивым состоянием — р е а к т и в н ы м т р и г г е р о м, ж д у щ и м м у л ь т и в и б р а т о р о м или к и п п - р е л е (з а д е р ж и в а ю щ и м р е л е).

Области применения триггеров весьма разнообразны. Они широко используются в вычислительной технике, автоматике, измерительных устройствах, при контроле качества продукции и т. д.

Спусковые устройства выполняются на электронных лампах и полупроводниковых триодах; причем, принципы построения схем в обоих случаях аналогичны. Поэтому основные свойства и закономерности подобных устройств рассмотрим вначале на примере лампового триггера, а затем отметим особенности триггера на транзисторах.

### § 6-2. РЕОСТАТНЫЕ ТРИГГЕРЫ

Основная схема реостатного триггера (рис. 6-1) представляет собой двухкаскадный усилитель на сопротивлениях, в котором выход одного каскада связан с входом другого делителями напряжения  $R - R_c$ .



В данной схеме, также как в мультивибраторе, имеет место положительная обратная связь.

Обычно лампы  $L_1$  и  $L_2$  выбираются однотипными (чаще всего они составляют двойной триод), а сопротивления обоих плеч — одинаковыми:  $R_{a1} = R_{a2} = R_a$ ;  $R_1 = R_2 = R$  и  $R_{c1} = R_{c2} = R_c$  — триггер является симметричным.

В отличие от мультивибратора схема триггера, изображенная на рис. 6-1, не содержит конденсаторов связи и имеет источник сеточного смещения  $U_{cm}$ .

Также как и в мультивибраторе, в схеме триггера даже в течение весьма малого времени после включения питания не может существовать режим, характеризующийся одинаковыми токами  $i_{a1}$  и  $i_{a2}$ .

Если по какой-либо причине ток одной из ламп (например,  $L_1$ ) увеличится, то это вызовет уменьшение потенциала анода  $u_{a1}$ . Этот скачок распределится между сопротивлениями  $R_1$  и  $R_{c2}$  и частично выделится на сопротивлении  $R_{c2}$ . В результате ток  $i_{a2}$  уменьшится, потенциал анода  $u_{a2}$  возрастет и на сетку лампы  $L_1$  через делитель  $R_2 - R_{c1}$  будет передаваться большее напряжение. Поэтому ток  $i_{a1}$  еще больше возрастет. При правильно выбранных параметрах схемы увеличение тока  $i_{a1}$  и уменьшение тока  $i_{a2}$  бу-

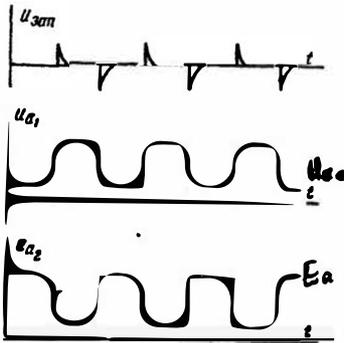


Рис. 6-1. Реостатный триггер с источником смещения

увеличится, то это вызовет уменьшение потенциала анода  $u_{a1}$ . Этот скачок распределится между сопротивлениями  $R_1$  и  $R_{c2}$  и частично выделится на сопротивлении  $R_{c2}$ . В результате ток  $i_{a2}$  уменьшится, потенциал анода  $u_{a2}$  возрастет и на сетку лампы  $L_1$  через делитель  $R_2 - R_{c1}$  будет передаваться большее напряжение. Поэтому ток  $i_{a1}$  еще больше возрастет. При правильно выбранных параметрах схемы увеличение тока  $i_{a1}$  и уменьшение тока  $i_{a2}$  бу-

дут происходить лавинообразно и через весьма короткое время лампы  $L_1$  полностью откроются, а лампы  $L_2$  заперются.

Отсутствие конденсаторов приводит к тому, что токи и напряжения в схеме длительное время сохраняются неизменными и небольшие колебания питающих напряжений и тока открытой лампы не смогут вывести ее из этого состояния.

Подадим на вход запертой лампы  $L_2$  положительный запускающий импульс такой величины, чтобы напряжение между сеткой и катодом стало больше напряжения запирающего. Тогда в цепи лампы появится ток  $i_{a2}$  и потенциал анода  $u_{a2}$  уменьшится. Этот отрицательный перепад напряжения через цепочку  $R_2 - R_{c1}$  передастся на сетку лампы  $L_1$ , за счет чего ток  $i_{a1}$  уменьшится, потенциал анода  $u_{a2}$  возрастет и на сетку  $L_2$  поступит положительный скачок напряжения, благодаря которому ток  $i_{a2}$  увеличится. Лавинообразный процесс нарастания тока  $i_{a2}$  и уменьшения тока  $i_{a1}$  закончится тем, что лампы  $L_1$  заперются, а лампы  $L_2$  полностью откроются.

Отрицательный запускающий импульс вызовет в схеме новый лавинообразный скачок, который вернет ее в исходное устойчивое состояние.

Несмотря на полную симметрию схемы, одна лампа триггера открыта в то время, как другая заперта. Такое состояние принципиально возможно потому, что на сетку открытой лампы напряжение подается с анода запертой лампы, имеющего высокий потенциал, а на сетку запертой лампы — с анода открытой лампы, имеющего низкий потенциал.

Наличие в схеме паразитных емкостей (междуэлектродных емкостей ламп, емкости внешней нагрузки и монтажа) приводит к тому, что процесс опрокидывания не происходит мгновенно, а занимает конечное время. Кроме того, изменение заряда этих емкостей, наступающее после опрокидывания, дополнительно снижает крутизну фронтов выходных импульсов.

Потенциал анода запертой лампы можно считать равным  $E_a$ , так как всегда выбирают  $R + R_c \gg R_a$  и напряжение источника  $E_a$  почти целиком выделяется на  $R + R_c$ . Потенциал анода открытой лампы  $u_a \text{ от} = E_a - U_m = E_a - I_{a0} R_a$ , где  $U_m$  — скачок напряжения на аноде, а  $I_{a0}$  — ток через открытую лампу.

В отличие от мультивибратора скачок с анода одной лампы на сетку другой лампы передается в триггере неполностью. Поэтому условие возникновения лавинообразного процесса (самовозбуждения схемы) выполняется здесь труднее.

Будем считать, что в процессе опрокидывания, когда обе лампы симметричного триггера отперты, коэффициент усиления каждого плеча схемы равен  $K$ . Тогда изменение потенциала сетки левой лампы на  $\Delta u'_{c1}$  вызовет изменение потенциала анода на величину  $\Delta u'_{a1} = -K \Delta u'_{c1}$ . На сетке  $L_2$  выделится часть

этого скачка  $\Delta u'_{c2} = -K \frac{\Delta u'_{c1}}{R_1 + R_{c2}} R_{c2}$ , а изменение потенциала анода  $L_2$  составит  $\Delta u'_{a2} = -K \Delta u'_{c2} = K^2 \frac{\Delta u'_{c1}}{R_1 + R_{c2}} R_{c2}$ . Данный скачок тоже частично выделится на сетке  $L_1$ , так что новое приращение ее потенциала окажется равным

$$\Delta u''_{c1} = \frac{\Delta u'_{a2}}{R_2 + R_{c1}} R_{c1} = K^2 \frac{\Delta u'_{c1}}{(R + R_c)^2} \cdot R_c^2. \quad (6-1)$$

Для самовозбуждения схемы необходимо, чтобы каждый последующий скачок на сетке лампы  $\Delta u''_c$  был больше предыдущего  $\Delta u'_c$ , а именно:

$$\frac{\Delta u''_c}{\Delta u'_c} > 1.$$

В соответствии с выражением (6-1) это приводит к условию:

$$K^2 \frac{R_c^2}{(R + R_c)^2} > 1 \quad \text{или} \quad K\beta > 1,$$

где  $\beta = \frac{R_c}{R + R_c}$  — коэффициент передачи  $RR_c$ -цепочки

Подставляя в последнее неравенство значение  $\beta$ , легко найти, что скачок в схеме произойдет при

$$R_c > \frac{R}{K-1} \approx \frac{R}{K}. \quad (6-2)$$

Выясним теперь условие устойчивости схемы, при котором в отсутствии запускающих импульсов одна лампа триггера длительное время заперта, а другая лампа открыта. Такой устойчивости можно добиться, если потенциал сетки открытой лампы не меняется при изменении питающего напряжения, отклонении величин сопротивлений от номиналов и т. д. При этом ток открытой лампы, потенциал ее анода и потенциал сетки другой лампы являются постоянными и состояние схемы будет действительно стабильным. Для того чтобы потенциал сетки открытой лампы не менялся, его нужно сделать положительным и близким к нулевому ( $u_c \approx 0$ ). В этом случае открытая лампа работает как сеточный ограничитель, в котором роль ограничивающего сопротивления выполняет  $R$  (или  $R_c$ ), и небольшие изменения напряжений  $E_a$  (или  $U_{cm}$ ), распределяясь между  $R$  (или  $R_c$ ) и малым сопротивлением промежутка сетка-катод открытой лампы, фактически не действуют на последний.

При  $u_c = 0$  ток  $i''_2$ , идущий от анода запертой лампы  $L_2$  на рис. 6-1 к сетке открытой лампы, и ток  $i''_1$ , идущий к источнику смещения, соответственно равны

$$i_2'' = \frac{E_a}{R_2} \quad \text{и} \quad i_1'' = \frac{U_{\text{см}}}{R_{c1}},$$

или для симметричной схемы

$$i_2'' = \frac{E_a}{R} \quad \text{и} \quad i_1'' = \frac{U_{\text{см}}}{R_c}.$$

Можно считать, что при  $u_c = 0$  сеточный ток  $i_c = 0$  и ток  $i_2''$  не ответвляется в цепь сетки отпертой лампы, поэтому  $i_2'' = i_1''$ , т. е.

$$\frac{E_a}{R} = \frac{U_{\text{см}}}{R_c}, \quad \text{или} \quad R_c = \frac{U_{\text{см}}}{E_a} R.$$

Для того чтобы потенциал сетки отпертой лампы был несколько больше нуля, выбирают

$$R_c > \frac{U_{\text{см}}}{E_a} R. \quad (6-3)$$

Выясним теперь условие, при котором вторая лампа триггера надежно заперта.

Ток, протекающий через делитель  $R - R_c$  от анода открытой лампы  $\mathcal{L}_1$ ,

$$i_1' = \frac{u_{a. \text{от}} + U_{\text{см}}}{R + R_c}.$$

Напряжение между сеткой и катодом запертой лампы

$$\begin{aligned} u_{c.з} &= -U_{\text{см}} + i_1' R_c = -U_{\text{см}} + \frac{u_{a. \text{от}} + U_{\text{см}}}{R + R_c} R_c = \\ &= -U_{\text{см}} (1 - \beta) + u_{a. \text{от}} \beta. \end{aligned}$$

Для того чтобы лампа была заперта, напряжение  $u_{c.з}$  должно быть отрицательным и по абсолютной величине превосходить напряжение запирания лампы  $U_3$ :

$$u_{c.з} = |-U_{\text{см}} (1 - \beta) + u_{a. \text{от}} \beta| > U_3,$$

где  $U_3$  — абсолютная величина напряжения запирания.

Подставляя сюда значение  $\beta$  и производя простые преобразования, получаем условие запирания лампы

$$R_c < \frac{U_{\text{см}} - U_3}{u_{a. \text{от}} + U_3} R. \quad (6-4)$$

При нормальной работе триггера должны выполняться все приведенные выше неравенства (6-2), (6-3) и (6-4).

Из выражений (6-4) и (6-3) предельные значения  $R_c$  соответственно равны

$$R_{c. \text{max}} = \frac{U_{\text{см}} - U_3}{u_{a. \text{от}} + U_3} R \quad \text{и} \quad R_{c. \text{min}} = \frac{U_{\text{см}}}{E_a} R.$$



$$R_c = \frac{U_k}{E_a - U_k} \cdot R \approx \frac{U_k}{E_a} \cdot R. \quad (6-6)$$

Для того чтобы потенциал сетки открытой лампы не оказался отрицательным, нужно выбирать

$$R_c > \frac{U_k}{E_a - U_k} \cdot R. \quad (6-7)$$

Выразим теперь условие, при котором вторая лампа триггера заперта. Для этого потенциал ее сетки относительно корпуса не должен превышать

$$u_{c.з} = U_k - U_3, \quad (6-8)$$

где  $U_k$  — потенциал катода.

При этом ток, идущий от анода открытой лампы  $L_1$  (рис. 6-2) к сетке запертой лампы,

$$i'_1 = \frac{(E_a - U_m) - u_{c.з}}{R} = \frac{(E_a - U_m) - (U_k - U_3)}{R}.$$

Так как этот же ток проходит через сопротивление утечки запертой в данный момент лампы  $L_2$ , то

$$u_{c.з} = i'_1 R_c = \frac{E_a - U_m - U_k + U_3}{R} \cdot R_c. \quad (6-9)$$

Приравнявая правые части выражений (6-8) и (6-9), получаем максимальную величину  $R_c$ , при которой лампа еще заперта,

$$R_c = \frac{U_k - U_3}{E_a - U_m - U_k + U_3} \cdot R. \quad (6-10)$$

При больших значениях сопротивления  $R_c$  напряжение на нем увеличится — потенциал сетки возрастет и лампа откроется. Поэтому для надежного запирания лампы должно выполняться неравенство

$$R_c < \frac{U_k - U_3}{E_a - U_m - U_k + U_3} \cdot R. \quad (6-11)$$

В соответствии с выражениями (6-11) и (6-7) величина  $R_c$  ограничена пределами:

$$\frac{U_k - U_3}{E_a - U_m - U_k + U_3} R > R_c > \frac{U_k}{E_a - U_k} \cdot R. \quad (6-12)$$

Если приравнять крайние члены этого неравенства, то можно определить минимальное значение потенциала катода  $U_{k. \min}$ , при котором одна из ламп еще будет заперта,

$$U_{k. \min} = \frac{E_a U_3}{U_m}.$$

Для надежного запираания ламп обычно выбирают

$$U_k = (1,5 \div 3) \frac{E_a U_3}{U_m}. \quad (6-13)$$

Выполнение условий (6-12) и (6-13) обеспечивает устойчивые состояния триггера.

Сопrotивления  $R_c$  шунтируются входной емкостью лампы  $C_{вх}$ . У открытой лампы  $C_{вх}$  может составлять десятки пикофарад [ $C_{вх. дин} = C_{ск} + C_{a.c} (1 + K)$ ]. Это приводит к тому, что большая часть скачка, передаваемого с анода одной лампы на сетку другой

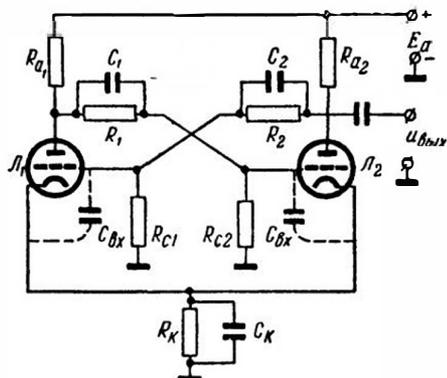


Рис. 6-3. Реостатный триггер с ускоряющими конденсаторами

лампы, выделяется на сопротивлении  $R$ . Кроме того, перепад напряжения на сетке задерживается по времени относительно перепада на аноде.

Указанные обстоятельства могут привести к тому, что опрокидывания схемы не произойдет. Во избежание этого сопротивления  $R$  шунтируют конденсаторами  $C$  (рис. 6-3), емкость которых составляет обычно несколько десятков пикофарад. При наличии конденсаторов (их называют ускоряющими) скачки напряжений распределяются

между  $C$  и  $C_{вх}$  — коэффициент и скорость передачи скачков на сетки возрастают, условия самовозбуждения восстанавливаются и процесс опрокидывания длится меньшее время. Наряду с этим ускоряющие конденсаторы оказывают и отрицательное влияние на схему, увеличивая длительности фронтов импульса.

Аналогично мультивибратору длительность  $t_f$  фронта положительного импульса много больше длительности среза  $t_c$ . При формировании фронта импульса на аноде закрывшейся лампы  $L_2$  происходит заряд емкости  $C_{вых2}$  (включающей емкость внешней нагрузки), и ускоряющего конденсатора  $C_2$  через  $R_{a2}$  и промежуток сетка-катод открытой сейчас лампы  $L_1$ .

Так как  $R_2 \gg R_{a2}$ , то влияние первого из них на постоянную времени можно пренебречь

$$\tau_f \approx (C_{вых} + C) \frac{R_a R}{R_a + R} \approx (C_{вых} + C) R_a \text{ и } t_f \approx 2 (C_{вых} + C) R_a.$$

После отпирания  $L_2$ , когда формируется срез импульса, через  $R_{a2}$  и открывшуюся лампу начинается разряд емкости  $C_{вых2}$  и последовательно соединенных емкостей  $C_2$  и  $C_{ск1}$ . Имея попрежнему в виду, что  $R_2 \gg R_{a2}$ , запишем:

$$t_c \approx 2 \left( C_{\text{вых}} + \frac{C C_{\text{ск}}}{C + C_{\text{ск}}} \right) \frac{R_a R_l}{R_a + R_l} \approx 2 (C_{\text{вых}} + C_{\text{ск}}) \frac{R_a R_l}{R_a + R_l}. \quad (6-14)$$

Существенное влияние на работу схемы оказывает время восстановления, в течение которого напряжение на сетке запертой лампы, получившей значительный отрицательный перепад с анода открывшейся лампы, поднимается до уровня, близкого к стационарному,

$$t_b \approx (C + C_{\text{ск}}) \frac{R_c R}{R_c + R}. \quad (6-15)$$

Спустя это время схема сможет опрокидываться очередным запускающим импульсом.

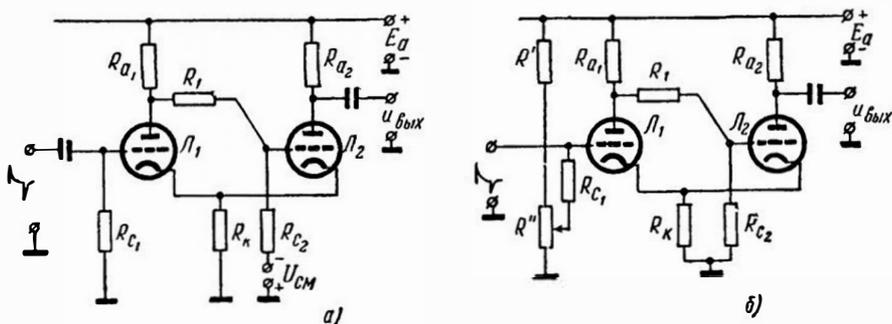


Рис. 6-4. Реостатный триггер с катодной связью

До сих пор мы рассматривали триггер с анодно-сеточными связями. Кроме него, широкое применение находит *триггер с катодной связью* (рис. 6-4), в котором одна из анодно-сеточных связей заменена связью через катодное сопротивление  $R_k$ .

Напряжение, которое создается на  $R_k$  током открытой лампы, в одинаковой степени действует на обе сетки. Вместе с этим на сетку лампы  $L_2$  подается положительное напряжение с анода  $L_1$ . Поэтому одно из устойчивых состояний, соответствующее запертой лампе  $L_2$ , может быть получено за счет отрицательного смещения в цепи сетки  $L_2$  (рис. 6-4, а) или введением положительного смещения в цепь сетки  $L_1$  (рис. 6-4, б). Покажем, что каждая из этих схем имеет два устойчивых состояния.

Когда лампа  $L_1$  заперта (рис. 6-4, а), с ее анода, имеющего высокий потенциал, на сетку  $L_2$  подается значительное положительное напряжение, которое компенсирует действие отрицательного смещения за счет источника  $U_{\text{см}}$  и напряжения на катодном сопротивлении  $R_k$ , и лампа  $L_2$  открыта. При этом ее ток создает на  $R_k$  напряжение, которое обеспечивает надежное запирающее лампы  $L_1$ . Когда лампа  $L_1$  открыта, потенциал ее анода значительно меньше и лампа  $L_2$  оказывается устойчиво запертой, так как результиру-

щее напряжение между ее сеткой и катодом становится ниже напряжения запираения.

В схеме, изображенной на рис. 6-4, б, положительное смещение  $U_1$  увеличивает ток открытой лампы  $L_1$ , за счет чего напряжение, выделяющееся на  $R_k$ , в состоянии надежно запереть лампу  $L_2$ , тем более, что на ее сетку с анода открытой лампы  $L_1$  поступает незначительное положительное напряжение. Наоборот, когда лампа  $L_1$  заперта, на сетку лампы  $L_2$  с анода  $L_1$  подается большое напряжение и лампа  $L_2$  оказывается отпертой. Ток ее создает на  $R_k$  такое напряжение, что лампа  $L_1$ , несмотря на наличие положительного смещения  $U_1$ , заперта.

Совершенно естественно, что указанные состояния устойчивого равновесия имеют место только при правильно подобранных параметрах схемы.

Рассмотрим теперь процесс опрокидывания триггера, считая, что в исходном состоянии лампа  $L_1$  заперта, а лампа  $L_2$  открыта (рис. 6-4, а).

С приходом положительного запускающего импульса в цепи лампы  $L_1$  появляется ток, потенциал ее анода снижается и отрицательный скачок поступает на сетку  $L_2$ . В результате ток  $i_{a2}$  и напряжение, создаваемое им на  $R_k$ , уменьшаются — смещение на сетке лампы  $L_1$  становится менее отрицательным, ток  $i_{a1}$  возрастает и т. д. Благодаря усилительным свойствам схемы уменьшение тока  $i_{a2}$  и увеличение тока  $i_{a1}$  происходят лавинообразно и через весьма небольшое время лампа  $L_2$  запирается, а лампа  $L_1$  отпирается. Отрицательный запускающий импульс возвращает схему в первоначальное устойчивое состояние.

Заметим, что в ходе опрокидывания напряжение на катодном сопротивлении меняется под действием противоположно изменяющихся токов, один из которых уменьшается, а другой возрастает. Однако несмотря на это, процесс развивается в нужном направлении, так как изменение тока  $\Delta i_{a2}$  всегда превышает  $\Delta i_{a1}$ . Действительно, изменение напряжения между сеткой и катодом левой лампы равно изменению напряжения на сопротивлении  $R_k$ , а изменение напряжения между сеткой и катодом правой лампы (при правильно подобранных элементах схемы) намного больше, ибо на сетку  $L_2$  поступают усиленные перепады напряжения с анода  $L_1$ . Поэтому, если  $L_2$  запирается, а  $L_1$  отпирается, то ток  $i_{a2}$  уменьшается в большей степени, чем увеличивается ток  $i_{a1}$ . В результате напряжение на катодном сопротивлении в процессе опрокидывания уменьшается и лампа  $L_1$  действительно отпирается.

Триггер с катодной связью обладает рядом достоинств. Выходное напряжение снимается обычно с анода лампы  $L_2$ , не связанного непосредственно с другими элементами схемы. Поэтому сопротивление  $R_{a2}$  можно изменять в достаточно широких пределах и выбирать в соответствии с требуемой амплитудой выходных импульсов. По той же причине емкость нагрузки, уменьшая скорость изменения

напряжения на аноде  $L_2$ , не замедляет однако опрокидывания схемы.

Триггер с катодной связью часто используется для формирования прямоугольных импульсов из синусоидального напряжения.

### § 6.3. РЕАКТИВНЫЕ ТРИГГЕРЫ

Реактивный триггер имеет только одно устойчивое состояние, из которого он выводится запускающим импульсом. В отличие от реостатного триггера реактивный триггер содержит конденсатор, изменение напряжения на котором приводит к *самостоятельному* возвращению схемы из неустойчивого состояния в устойчивое.

Существует множество разновидностей реактивных триггеров, некоторые из которых описываются ниже.

Наиболее простой является схема *запертого мультивибратора* (рис. 6-5). В устойчивом состоянии лампа  $L_2$  отперта, а лампа  $L_1$  заперта отрицательным смещением  $U_{см}$ . С приходом положительного запускающего импульса в цепи левой лампы начинает

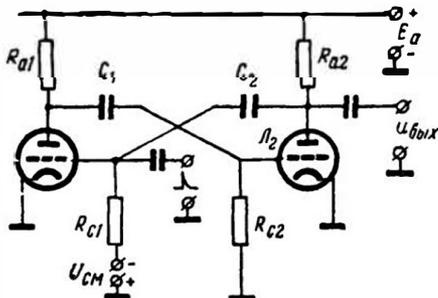


Рис. 6-5. Запертый мультивибратор

проходить ток, потенциал анода снижается и отрицательный скачок напряжения через конденсатор  $C_1$  передается на сетку правой лампы. Это вызывает уменьшение тока лампы  $L_2$ , за счет чего потенциал ее анода возрастает и через конденсатор  $C_2$  положительный перепад напряжения передается на сетку лампы  $L_1$ , вызывая увеличение ее тока. Лавинообразно развивающийся процесс не отличается от аналогичного процесса в обычном мультивибраторе и приводит к отпиранию  $L_1$  и запираению  $L_2$ .

После опрокидывания схемы начинается изменение напряжений на конденсаторах  $C_1$  и  $C_2$ .

Заряд конденсатора  $C_2$  происходит через сопротивление  $R_{a2}$  и промежуток сетка-катод открытой лампы  $L_1$ . Ток заряда создает на указанном промежутке напряжение с положительной полярностью на сетке, которое по мере уменьшения тока заряда уменьшается. За счет этого и благодаря наличию источника  $U_{см}$  ток  $L_1$  уменьшается, а потенциал ее анода и, следовательно, сетки  $L_2$  возрастают.

Разряд конденсатора  $C_1$  через отпертую лампу  $L_1$  и сопротивление  $R_{c2}$  тоже приводит к уменьшению отрицательного смещения на сетке  $L_2$ .

В результате этих процессов правая лампа в некоторый момент отпирается и в схеме возникает новый лавинообразный скачок, возвращающий ее в исходное устойчивое состояние.

Обычно схема рассчитывается так, чтобы  $L_2$  отпиралась не за счет уменьшения тока разряда конденсатора  $C_1$ , а за счет запирающей лампы  $L_1$ . В этом случае потенциал сетки  $L_2$ , на которую передается положительный скачок напряжения с анода запирающей лампы  $L_1$ , стремится к большой положительной величине и скорость изменения этого потенциала вблизи  $u_c = U_3$  достаточно велика. Поэтому длительность положительных выходных импульсов (продолжительность запертого состояния  $L_2$ ) оказывается стабильной (как и в мультивибраторе с положительным смещением). Если бы лампа  $L_2$  отпиралась за счет уменьшения тока разряда конденсатора  $C_1$  (как в обычном мультивибраторе), то потенциал сетки стремился бы к нулю и стабильность схемы оказалась бы меньше.

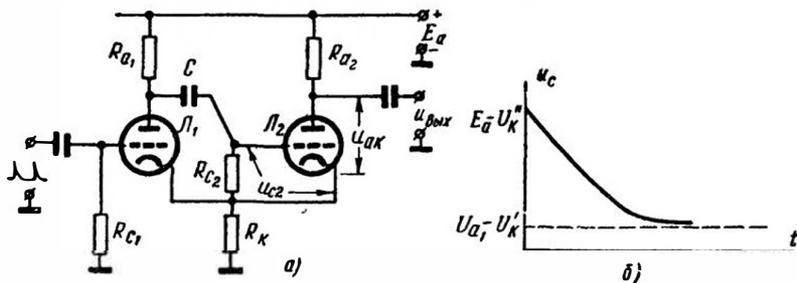


Рис. 6-6. Реактивный триггер с катодной связью и нулевым смещением

После опрокидывания схемы в устойчивое состояние начинается стадия восстановления, во время которой происходит разряд конденсатора  $C_2$  и заряд конденсатора  $C_1$ . Относительно большое время восстановления рассмотренного триггера приводит к тому, что временной интервал между запускающими импульсами не может быть выбран малым, иначе очередной запускающий импульс не вызовет опрокидывания схемы или выходные импульсы окажутся не одинаковыми. Это является существенным недостатком запертого мультивибратора. Значительное распространение получили реактивные триггеры с катодной связью.

Рассмотрим вначале триггер с катодной связью и нулевым смещением, изображенный на рис. 6-6, а. В устойчивом состоянии лампа  $L_2$  отперта, так как ее сетка и катод имеют одинаковый потенциал: через сопротивление  $R_{c2}$  ток не протекает и напряжение на нем не выделяется. При правильно выбранных элементах схемы ток этой лампы создает на катодном сопротивлении  $R_k$  напряжение  $U_k'' = I_{a2} \cdot R_k$ , запирающее лампу  $L_1$ . Конденсатор  $C$  заряжен до напряжения  $E_a - U_k''$ , его левая обкладка имеет потенциал  $E_a$ , правая — потенциал катода  $U_k''$ .

С приходом положительного запускающего импульса в цепи лампы  $L_1$  появляется ток, потенциал анода снижается и отрицатель-

ный скачок через конденсатор  $C$  передается на сетку лампы  $L_2$ . За счет этого ток лампы  $L_2$  и падение напряжения на сопротивлении  $R_k$  уменьшаются и ток лампы  $L_1$  возрастает. Так развивается лавинообразный процесс, в результате которого  $L_2$  запирается, а  $L_1$  отпирается.

Вслед за этим начинается разряд конденсатора  $C$  через цепь: лампа  $L_1$  — сопротивление  $R_{c2}$ . Напряжение, которое создается при таком разряде на  $R_{c2}$ , имеет отрицательную полярность на сетке лампы  $L_2$  и удерживает ее в запертом состоянии. Если бы обратное опрокидывание триггера не происходило, то напряжение на конденсаторе снизилось до величины  $U_{a1} - U'_k$ , где  $U_{a1}$  — потенциал анода отпертой лампы  $L_1$ , а  $U'_k$  — потенциал катода, обусловленный током  $I_{a1}$ . Но по мере уменьшения тока разряда потенциал сетки  $L_2$  относительно катода повышается и в некоторый момент лампа отпирается. Появляющийся ток  $i_{c2}$  увеличивает напряжение на  $R_k$  — отрицательное смещение сетки  $L_1$  возрастает, ток  $i_{c1}$  уменьшается, положительный скачок с анода  $L_1$  через конденсатор  $C$  передается на сетку  $L_2$ , за счет чего ток  $i_{c2}$  увеличивается и т. д. В ходе нового лавинообразного процесса схема возвращается в исходное положение.

Время запертого состояния лампы  $L_1$  (длительность отрицательного выходного импульса) определяется интервалом между запускающими импульсами, а время запертого состояния лампы  $L_2$  (длительность положительного выходного импульса  $t_n$ ) — параметрами схемы.

Длительность импульса  $t_n$  определяется следующим образом. Напряжение на разряжающемся конденсаторе (см. рис. 6-6, б)

$$u_c = U_{a1} - U'_k + [(E_a - U''_k) - (U_{a1} - U'_k)] e^{-\frac{t}{\tau}},$$

где  $\tau = CR_{c2}$  — постоянная времени разряда конденсатора.

Ток разряда и напряжение на сопротивлении  $R_{c2}$  соответственно равны

$$i = -C \frac{du_c}{dt} = \frac{C}{\tau} (E_a - U''_k - U_{a1} + U'_k) e^{-\frac{t}{\tau}}$$

и

$$u_{c2} = -iR_{c2} = - (E_a - U''_k - U_{a1} + U'_k) e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

Через время  $t = t_n$  после переброса схемы в неустойчивое состояние напряжение на сетке  $L_2$  достигнет напряжения отпирания ( $u_{c2} = -U_3$ ) и произойдет новое опрокидывание. Поэтому

$$-U_3 = - (E_a - U''_k - U_{a1} + U'_k) e^{-\frac{t_n}{\tau}}.$$

Имея в виду, что  $E_a - U_{a1} = I_{a1} R_{a1}$ ,  $U'_k = I_{a1} R_k$ ,  $U''_k = I_{a2} R_k$ , и переходя от натуральных логарифмов к десятичным, из последнего равенства получим

$$t_n = 2,3 CR_{c2} \lg \frac{I_{a1} R_{a1} - (I_{a2} - I_{a1}) R_k}{U_3}. \quad (6-16)$$

Рассмотрим теперь реактивный триггер с катодной связью и положительным смещением (рис. 6-7, а), считая вначале, что  $R_1 = \infty$  — положительное смещение подается только на сетку лампы  $L_2$ .

В устойчивом состоянии лампа  $L_2$  открыта, так как ее сетка через сопротивление  $R_{c2}$  соединена с положительным зажимом источника анодного питания  $E_a$ . Величина  $R_{c2}$  составляет обычно сотни килоом,

т. е. во много раз больше сопротивления промежутка сетка-катод открытой лампы. Поэтому почти все напряжение  $E_a$  выделяется на  $R_{c2}$ , так что напряжение между сеткой и катодом лампы  $u_{c2} = 0$ . Ток  $I_{a2}$  создает на сопротивлении  $R_k$  напряжение  $U_k^*$ , обеспечивающее запи-

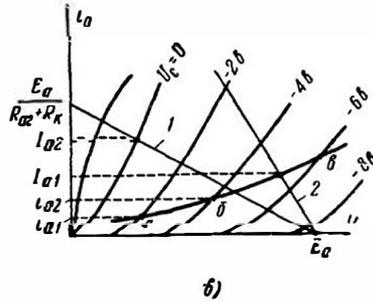
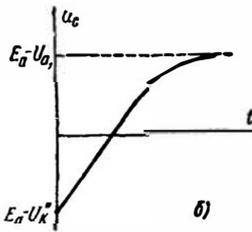
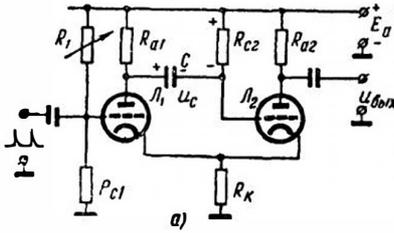


Рис. 6-7. Реактивный триггер с катодной связью и положительным смещением

рание лампы  $L_1$ . Конденсатор  $C$  заряжен при этом до напряжения  $E_a - U_k^*$ , причем левая обкладка имеет более высокий потенциал.

Таким образом, в устойчивом состоянии режимы схем, изображенных на рис. 6-6 и 6-7, аналогичны.

С поступлением положительного запускающего импульса лампа  $L_1$  приоткрывается, отрицательный скачок с ее анода через конденсатор  $C$  передается на сетку  $L_2$ , благодаря чему ток  $i_{a2}$  и напряжение на катодном сопротивлении уменьшаются, что способствует увеличению тока  $i_{a1}$  и т. д. В результате лавинообразно развивающегося процесса лампа  $L_2$  запирается, а лампа  $L_1$  отпирается.

С этого момента начинается разряд конденсатора  $C$  через цепь: лампа  $L_1$  — сопротивление  $R_k$  — корпус — источник анодного питания  $E_a$  — сопротивление  $R_{c2}$ . Напряжение, которое ток разряда  $i_p$  создает на  $R_{c2}$ , имеет полярность, указанную на рис. 6-7, а. Вели-

чина его в первый момент после опрокидывания схемы определится из условия, что напряжение на конденсаторе  $C$  мгновенно не изменится. Поэтому на сопротивление  $R_{c2}$  дополнительно передается весь отрицательный перепад напряжения  $U_{m1} = I_{a1}R_{a1}$  с анодной нагрузки открывшейся лампы  $L_1$ . В результате напряжение на  $R_{c2}$  окажется равным  $E_a - U_k'' + U_{m1}$ , что значительно превосходит  $E_a$ . Последнее приводит к тому, что потенциал сетки  $\varphi_{c2}$  относительно корпуса будет отрицательным, несмотря на то, что через сопротивление  $R_{c2}$  она присоединена к  $+E_a$ :

$$\varphi_{c2} = E_a - U_{R_{c2}} = E_a - (E_a - U_k'' + U_{m1}) = -U_{m1} + U_k''.$$

При этом напряжение между сеткой и катодом  $L_2$  составит

$$u_{c2} = -U_{m1} + U_k'' - U_k',$$

где  $U_k' = I_{a1}R_k$  — напряжение на катодном сопротивлении, созданное током  $L_1$ .

Таким образом, лампа  $L_2$  надежно заперта.

Большое напряжение на сопротивлении  $R_{c2}$  сразу после опрокидывания схемы обуславливается значительным током разряда конденсатора в данный момент. Как следует из рис. 6-7, этот ток протекает в цепи под действием напряжения  $u_c - U_{a1} + E_a = u_c + U_{m1}$ , которое сразу после скачка, когда напряжение на конденсаторе велико ( $u_c = E_a - U_k''$ ), составляет  $E_a + U_{m1} - U_k''$ .

По мере уменьшения  $u_c$  и тока разряда падение напряжения на сопротивлении  $R_{c2}$  снижается, а напряжение между сеткой и катодом правой лампы возрастает. Когда оно достигает значения отпирания  $U_3$ , появляется ток  $i_{a2}$  — напряжение на катодном сопротивлении увеличивается, отрицательное сеточное смещение  $L_1$  возрастает и ток  $i_{a1}$  уменьшается. Это вызывает увеличение потенциала анода  $L_1$  и сетки  $L_2$ , что приводит к росту тока  $i_{a2}$  и т. д. Происходит новый лавинообразный процесс, который возвращает схему в исходное устойчивое состояние: лампа  $L_1$  запирается, а лампа  $L_2$  отпирается.

Определим длительность положительного выходного импульса (длительность запертого состояния  $L_2$ ).

Если бы лампа  $L_2$  не открылась, то конденсатор  $C$  перезарядился: правая обкладка имела бы более высокий потенциал ( $E_a$ ), чем левая обкладка ( $U_{a1}$ ), напряжение на конденсаторе оказалось бы равным  $E_a - U_{a1}$ , но полярность его стала обратной полярности при запертой лампе  $L_1$  и отпертой лампе  $L_2$ . Следовательно, после опрокидывания схемы в неустойчивое положение напряжение на конденсаторе  $u_c$  стремится измениться в пределах от  $-(E_a - U_k'')$  до  $E_a - U_{a1}$  (рис. 6-7, б). Поэтому

$$u_c = -(E_a - U_k'') + [(E_a - U_{a1}) + (E_a - U_k'')] \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right),$$

где  $\tau = CR_{c2}$ , так как основным сопротивлением в цепи разряда является  $R_{c2}$ .

Ток разряда и напряжение на сопротивлении  $R_{c2}$  соответственно равны

$$i = C \frac{du_c}{dt} = \frac{C}{\tau} [(E_a - U_{a1}) + (E_a - U_k'')] e^{-\frac{t}{\tau}}$$

и

$$u_{R_{c2}} = iR_{c2} = (2E_a - U_{a1} - U_k'') e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

Напряжение между сеткой и катодом запертой лампы  $L_2$

$$u_c = E_a - u_{R_{c2}} - U_k' = E_a - (2E_a - U_{a1} - U_k'') e^{-\frac{t}{\tau}} - U_k'.$$

Через время  $t = t_n$  напряжение  $u_c$  достигнет значения отпирания  $U_3$  и схема опрокинется. Поэтому

$$-U_3 = E_a - (2E_a - U_{a1} - U_k'') e^{-\frac{t_n}{\tau}} - U_k'.$$

Имея в виду, что  $E_a - U_{a1} = I_{a1} R_{a1}$ ,  $U_k'' = I_{a2} R_k$ ,  $U_k' = I_{a1} R_k$  из последнего выражения получим

$$t_n = 2,3 CR_{c2} \lg \frac{E_a + I_{a1} R_{a1} - I_{a2} R_k}{E_a + U_3 - I_{a1} R_k}. \quad (6-17)$$

Не меняя параметров схемы, длительность импульса в весьма широких пределах можно регулировать, изменяя положительный потенциал  $U_1$  сетки левой лампы. С уменьшением сопротивления  $R_1$  этот потенциал увеличивается — ток отпертой лампы  $L_1$  и отрицательный перепад, передаваемый на сетку  $L_2$ , возрастают и импульс удлиняется. Зависимость  $t_n$  от величины  $U_1$  почти линейна, что является ценным свойством рассматриваемого триггера.

Определение токов открытых ламп  $I_{a1}$  и  $I_{a2}$  в схемах, изображенных на рис. 6-6, а и 6-7, а, не представляет большого труда, так как, когда одна лампа отперта, другая заперта и наоборот. Это позволяет каждую из них рассматривать обособленно. Так,  $I_{a1}$  определяется пересечением нагрузочной прямой 1 с анодной характеристикой при  $u_c = 0$  (рис. 6-7, в). Для нахождения тока  $I_{a1}$  проводим нагрузочную прямую 2, соответствующую  $R_{a1} + R_k$ , и строим динамическую анодно-сеточную характеристику. Пересечение ее с прямой обратной связи  $u_c = -i_a R_k$  определит ток  $I_{a1}$ . Если сетке лампы  $L_1$  сообщается положительный потенциал  $U_0$  (рис. 6-7, а), то последняя прямая выразится уравнением  $u_c = U_0 - i_a R_k$ . Аналогичные построения были подробно описаны в главе 3 и в дополнительных пояснениях не нуждаются.

Требуемое решение получают и в системе анодных характеристик (рис. 6-7, в). Для этого, задаваясь несколькими значениями

$u_c$ , отмеченными на характеристиках, находят из уравнения прямой обратной связи соответствующие им токи  $i_{a1}$ ,  $i_{a2}$  и т. д. и через полученные точки ( $a$ ,  $b$ ,  $в$ ) проводят линию обратной связи. Пересечение ее с нагрузочной прямой определит искомый ток  $I_{a1}$ .

Реактивные триггеры часто применяются для временной задержки импульсов. Если выходные импульсы в схемах на рис. (6-5)—(6-7) продифференцировать и после этого с помощью ограничителя срезать положительные импульсы, то последовательность отрицательных остроконечных импульсов окажется задержанной по отношению к последовательности запускающих импульсов. Это время соответствует пребыванию триггера в неустойчивом состоянии.

#### § 6.4. ЗАПУСК ТРИГГЕРОВ

Запуск триггеров осуществляется синусоидальным и импульсным напряжениями.

Запуск синусоидальным напряжением упрощает порой схему, ибо отпадает необходимость в устройстве, формирующем стартовые сигналы. Однако непрерывное действие запускающего напряжения влияет на процесс опрокидывания. Вместе с этим относительно небольшая крутизна запускающего синусоидального напряжения  $u$  увеличивает время срабатывания и приводит к зависимости момента опрокидывания триггера от некоторых параметров запускающего напряжения и схемы.

Так, с изменением амплитуды  $u$  (рис. 6-8,  $a$ ) напряжение срабатывания  $U_{ср}$  будет достигаться в разные моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ . При смене ламп, старении деталей и изменении питающих напряжений изменяется напряжение, при котором триггер опрокидывается ( $U'_{ср}$  и  $U''_{ср}$  на рис. 6-8,  $b$ ). В результате всего этого последовательность выходных импульсов сдвигается во времени относительно первоначально рассчитанного. Если момент появления выходного импульса связан с работой других каскадов, то это явится причиной нарушения нормального действия устройства.

При запуске триггера импульсными сигналами с большой крутизной нарастания указанный недостаток устранится. Длительность запускающего импульса желательно иметь небольшой, с тем чтобы спусковое напряжение не влияло на ход опрокидывания. Вместе

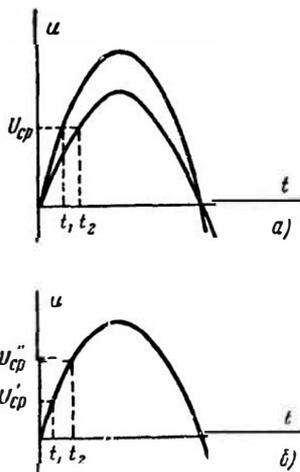


Рис. 6-8. Иллюстрация влияния запускающего напряжения на момент опрокидывания триггера

С этим она должна быть достаточной для того, чтобы напряжение на сетке запертой лампы успело превысить уровень отпирания. Только после того как обе лампы окажутся открытыми, в схеме смогут выполняться условия опрокидывания (самовозбуждения) и прекращение запускающего импульса не остановит этого процесса.

Стартовые импульсы подаются на сетку одной из ламп (несимметричный запуск) или одновременно на сетки обеих ламп (симметричный запуск).

При *несимметричном запуске* (рис. 6-1) на сетку лампы  $\Lambda_2$  подаются импульсы чередующейся полярности. Положительный импульс поднимает потенциал сетки запертой лампы до напряжения отпирания, после чего потенциал ее анода уменьшается и этот отрицательный скачок передается в цепь сетки открытой сейчас

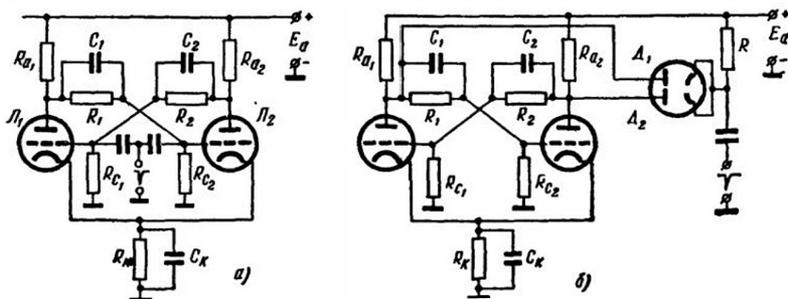


Рис. 6-9. Способы запуска триггеров

лампы  $\Lambda_1$ . Так начинается лавинообразный процесс, который приводит к опрокидыванию схемы. Следующий импульс отрицательной полярности действует уже на сетку открытой лампы  $\Lambda_2$ , с анода которой положительный скачок передается на сетку запертой лампы  $\Lambda_1$ , приоткрывая ее — вновь обе лампы оказываются одновременно открыты и лавинообразный процесс возвращает триггер в первоначальное состояние.

Заметим, что при несимметричном запуске схема неодинаково чувствительна к импульсам разной полярности. Положительный импульс поступает на сетку запертой лампы и амплитуда его не должна быть меньше, чем разность между начальным напряжением на сетке и напряжением отпирания. Отрицательный импульс действует на сетку отпертой лампы, обладающей усилительными свойствами, и через нее (в положительной полярности) на сетку запертой лампы. Поэтому отпирание запертой лампы происходит при меньшей амплитуде входного импульса. Таким образом, при запуске по одной сетке триггер в указанном смысле более чувствителен к импульсам отрицательной полярности.

При *симметричном запуске* стартовые импульсы подаются в цепь сеток обеих ламп (рис. 6-9, а).

Схема, изображенная на рис. 6-9, а, чувствительна к импульсам отрицательной полярности. Положительный импульс увеличивает потенциал сетки отпертой лампы и уменьшает потенциал ее анода, благодаря чему на сетку запертой лампы передается отрицательный скачок напряжения. Из-за усилительных свойств каскада он оказывается более значительным, чем положительный импульс, непосредственно действующий на эту сетку со входа. В результате запертая лампа не открывается и опрокидывания не происходит. Переброс схемы из одного положения в другое осуществляют лишь импульсы отрицательной полярности.

В процессе скачка большую роль играют емкости  $C_1$  и  $C_2$ . Можно показать, что только при наличии их в схеме, изображенной на рис. 6-9, а, имеет место опрокидывание.

Импульсами положительной полярности запускается схема, изображенная на рис. 6-2. В этом случае стартовые импульсы следует подавать на сопротивление  $R_k$ , что равносильно одновременной подаче в цепь сеток обеих ламп отрицательных импульсов. Конденсатор  $C_k$ , шунтирующий катодное сопротивление  $R_k$ , исключается из схемы.

На процесс опрокидывания триггера большое влияние оказывает цепь запуска, которая шунтирует своей емкостью элементы схемы и снижает поэтому скорости опрокидывания и установления напряжений после скачка. Наряду с этим наблюдается и реакция триггера на цепь запуска. Для устранения такого взаимного влияния запуск триггера производят через разделительные диоды (рис. 6-9, б).

До поступления запускающего импульса оба диода заперты, так как их катоды имеют более высокий потенциал, чем аноды. Отрицательный стартовый импульс имеет такую амплитуду, что отпирает только тот диод, анод которого соединен с анодом закрытой сейчас лампы триггера. Второй диод остается запертым, так как его анод, соединенный с анодом открытой лампы триггера, имеет значительно меньший потенциал. Через открывшийся диод (например,  $D_1$ ) отрицательный импульс поступает на анод запертой лампы ( $L_1$ ), а с него — на сетку отпертой лампы ( $L_2$ ), благодаря чему происходит опрокидывание схемы. Следующий отрицательный импульс отпирает диод  $D_2$  и через него и анод лампы  $L_2$  подается на сетку отпертой сейчас лампы  $L_1$ , осуществляя новый переброс. В ходе опрокидывания триггера потенциал анода открытого диода уменьшается, а потенциал катода становится менее отрицательным после того, как запускающий импульс начинает спадать. В результате чего уже во время скачка диод запирается, разобщая триггер и цепь запуска.

Наряду с этим несколько увеличивается и скорость опрокидывания схемы, так как отрицательные импульсы запуска не действуют в данном случае на сетки запертых ламп.

## § 6-5. БЫСТРОДЕЙСТВИЕ ТРИГГЕРОВ

Быстродействие триггера измеряется обычно в герцах и определяется наибольшим числом переключений, которое может быть осуществлено в одну секунду. Оно является одной из важных характеристик спусковой схемы, позволяющей оценить возможность использования ее в том или ином устройстве счетной техники, автоматики и т. д. Быстродействие зависит от *разрешающего времени* — минимального временного интервала между запускающими импульсами, при котором еще обеспечивается надежное срабатывание. Если разрешающее время больше паузы между двумя следующими друг за другом импульсами, то под действием второго из них срабатывания схемы не произойдет.

Разрешающее время обуславливается определенной длительностью перехода схемы из одного состояния в другое, т. е. зависит от величин емкостей в схеме, изменение заряда которых не происходит мгновенно. Такой переход разбивается на три стадии: запуск, опрокидывание и восстановление.

В течение *стадии запуска* напряжение на сетке запертой лампы под влиянием стартового импульса нарастает до уровня отпирания, после чего начинают выполняться условия опрокидывания и прекращение действия запускающего импульса не приостанавливает возникшего процесса. Продолжительность этой стадии зависит от крутизны нарастания стартового импульса и постоянных времени цепи запуска и входной цепи триггера.

*Стадия опрокидывания* занимает время, за которое в схеме происходит процесс переключения: отпертая лампа переходит в запертое состояние, положительная обратная связь перестает существовать. Длительность этой стадии, определяемая крутизной лампы и малыми паразитными емкостями схемы, весьма невелика.

Основную часть времени перехода триггера из одного положения в другое составляет *стадия восстановления*, в течение которой напряжения на электродах ламп триггера, находящегося уже в новом состоянии, приходят к установившимся значениям. После этого триггер надежно срабатывает от очередного запускающего импульса. Длительность стадии восстановления зависит от величин входных емкостей ламп и, главным образом, ускоряющих конденсаторов и от сопротивлений, через которые осуществляется их перезаряд. Влияние перезаряда этих емкостей подобно аналогичному влиянию в мультивибраторе: после опрокидывания схемы потенциалы анодов и сеток ламп не сразу достигают стационарных значений.

Одним из средств повышения быстродействия триггера является использование пентодов с большим отношением,  $\frac{S}{C_{вх}}$  уменьшение величин сопротивлений  $R_a$ ,  $R$  и  $R_c$  и ускоряющих емкостей  $C_1$  и  $C_2$ .

С уменьшением  $R_a$  сокращается время заряда ускоряющего

конденсатора  $C$ , включенного между анодом закрывающейся лампы и сеткой открывшейся лампы. Следует также иметь в виду, что уменьшение  $R_a$  снижает коэффициент усиления плеча схемы  $K$  и, следовательно, входную динамическую емкость лампы  $C_{вх. дин} = C_{ск} + C_{ас} (1 + K)$ , поэтому конденсатор  $C$  выбирают меньшей емкости, не опасаясь нарушения условий опрокидывания. Вместе с этим при уменьшении  $R_a$  уменьшается амплитуда выходных импульсов (и повышается напряжение на аноде отпертой лампы), что приводит к необходимости использовать мощные лампы.

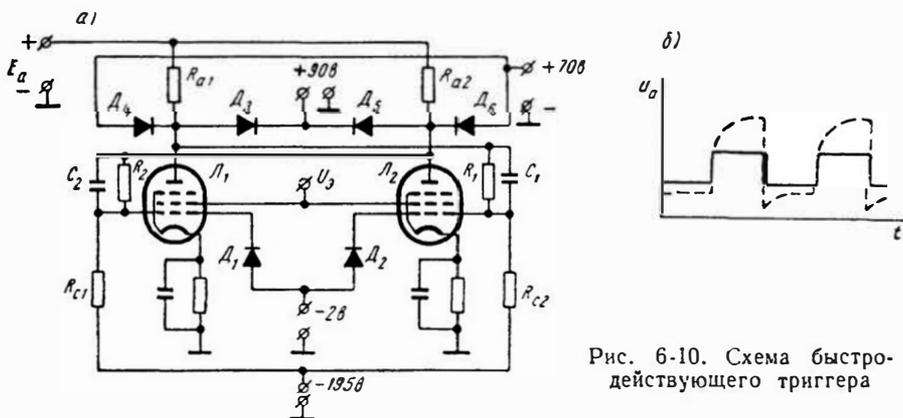


Рис. 6-10. Схема быстродействующего триггера

Уменьшение сопротивлений  $R$  и  $R_c$  сокращает время разряда ускоряющего конденсатора, включенного между анодом открывшейся и сеткой закрывшейся лампы, но наряду с этим снижает стабильность работы схемы.

Уменьшение емкостей  $C_1$  и  $C_2$  тоже имеет свой предел: при чрезмерном уменьшении их опрокидывание триггера не произойдет. Небольшую емкость ускоряющие конденсаторы имеют в схеме, собранной на пентодах, так как входная емкость последних мала.

Применение пентодов и уменьшение сопротивлений и емкостей дают возможность обеспечить быстродействие триггера порядка  $1 \text{ Мз}$ . Дальнейшее повышение быстродействия связано с усложнением схемы.

Одним из способов уменьшения разрешающего времени является фиксация напряжений на анодах и сетках ламп. В схеме, изображенной на рис. 6-10, а, благодаря диодам  $D_1$  и  $D_2$  потенциалы сеток не могут быть меньше  $-2 \text{ в}$ , т. е. ни одна из ламп триггера полностью не запирается. Этим устраняется одна из причин малого быстродействия обычной схемы, заключающаяся в том, что напряжения на сетке закрывающейся лампы нарастает постепенно до установившейся величины от большого отрицательного значения, соответствующего перепаду на аноде другой лампы. Напряжения на анодах ламп благодаря диодам  $D_3$ ,  $D_4$  и  $D_6$ ,  $D_6$  изменяются только на  $20 \text{ в}$ . За

счет больших сопротивлений  $R_{a1}$  и  $R_{a2}$  этот перепад мог бы быть значительно больше, т. е. экспоненты, в соответствии с которыми изменяются анодные напряжения, стремятся к большим значениям (рис. 6-10, б) и используемые начальные участки их имеют значительную крутизну. Поэтому время формирования фронтов уменьшается, а форма импульсов больше приближается к прямоугольной. После опрокидывания схемы, когда потенциал анода одной из ламп, например  $L_1$ , возрастает, конденсатор  $C_1$  заряжается через открытый

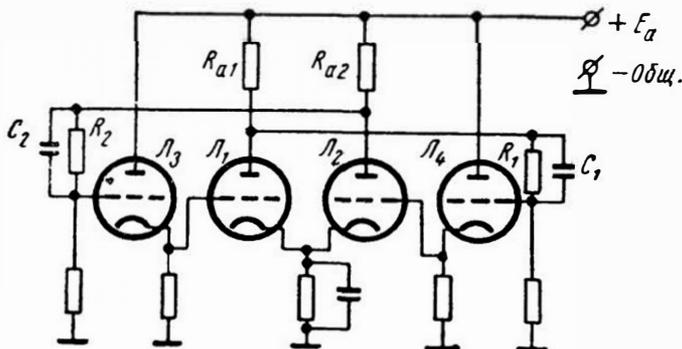


Рис. 6-11. Схема быстродействующего триггера с катодными повторителями

диод  $D_3$  и промежутку сетка-катод открытой лампы  $L_2$ . В это время конденсатор  $C_2$ , присоединенный к аноду открывшейся лампы, разряжается через открытые диоды  $D_6$  и  $D_1$ . Так как сопротивления открытых диодов весьма малы, то перезаряд ускоряющих конденсаторов протекает быстро и время восстановления схемы резко сокращается.

Для увеличения быстродействия в схеме триггера используют катодный повторитель (рис. 6-11).

С анодов ламп самого триггера  $L_1$  и  $L_2$  перепады напряжения поступают на сетки ламп катодных повторителей  $L_3$  и  $L_4$ . Так как входная емкость катодного повторителя достаточно мала, то ускоряющие конденсаторы  $C_1$  и  $C_2$  выбирают весьма небольшой емкости. Вторая причина уменьшения разрешающего времени состоит в том, что за счет малого выходного сопротивления катодного повторителя значительно уменьшаются постоянные времени заряда и разряда входных емкостей ламп  $L_1$  и  $L_2$ , благодаря чему напряжения на сетках устанавливаются много быстрее.

### § 6-6. ТРИГГЕР НА ТРАНЗИСТОРАХ

На рис. 6-12, а изображена схема триггера на транзисторах, обладающая двумя устойчивыми состояниями и являющаяся прототипом основной схемы реостатного триггера на электронных лампах.

Аналогичные элементы этих схем выполняют одинаковые функции. Сопротивления  $R_1, R_{\delta 2}$  и  $R_2, R_{\delta 1}$  передают скачки напряжения с коллектора одного триода на базу другого. Для облегчения опрокидывания сопротивления  $R_1$  и  $R_2$  шунтируются конденсаторами  $C_1$  и  $C_2$ , емкость которых превосходит емкость эмиттерного перехода и составляет обычно 200—500 пф. Источник смещения  $E_6$  используется для надежного запирающего одного из транзисторов в то время, когда другой открыт.

Наиболее часто схема выполняется симметричной, для чего выбирают  $R_{\kappa 1} = R_{\kappa 2}, R_1 = R_2, R_{\delta 1} = R_{\delta 2}, C_1 = C_2$ , а триоды  $T_1$  и  $T_2$  — с идентичными параметрами.

Рассмотрим основные процессы, протекающие в симметричной схеме.

При подключении источников питания через оба триода принципиально могут протекать равные токи  $i_{\kappa 1}$  и  $i_{\kappa 2}$ . Однако такое состояние не является устойчивым и достаточно небольшого изменения тока одного из плеч, как схема выйдет из равновесия.

Пусть, например, вследствие неравномерности диффузии зарядов увеличится ток  $i_{\kappa 1}$  левого триода и, как следствие, потенциал его коллектора  $u_{\kappa 1} = -(E_{\kappa} - i_{\kappa 1} R_{\kappa 1})$  станет менее отрицательным. Через делитель  $R_1 - R_{\delta 2}$  этот положительный скачок напряжения передается на базу триода  $T_2$ , что приводит к частичному запирающему эмиттерного перехода  $T_2$ , т. е. к уменьшению тока  $i_{\kappa 2}$ . При этом потенциал коллектора правого триода  $u_{\kappa 2} = -(E_{\kappa} - i_{\kappa 2} R_{\kappa 2})$  станет более отрицательным и через делитель  $R_2 - R_{\delta 1}$  на базу триода  $T_1$  передается отрицательный скачок напряжения — эмиттерный переход левого триода откроется больше и произойдет дальнейшее увеличение тока  $i_{\kappa 1}$ . При благоприятных условиях в схеме развивается лавинообразный процесс, в результате которого за весьма короткое время триод  $T_1$  откроется по обоим переходам, а триод  $T_2$

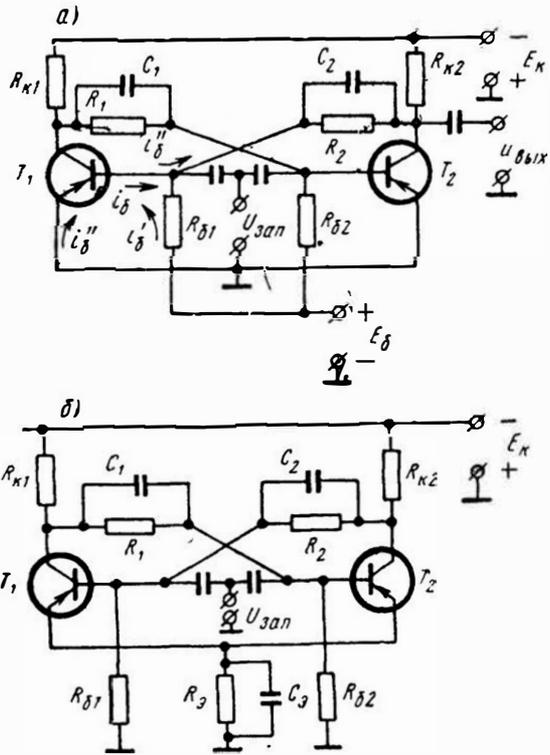


Рис. 6-12. Триггер на транзисторах

запрется. Это состояние будет устойчивым, если только один из триодов заперт или насыщен. Однако для стабильности такого положения схему рассчитывают так, чтобы один триод был заперт, в то время как другой насыщен.

Новое опрокидывание произойдет лишь с приходом запускающего импульса. Процесс опрокидывания в этом случае будет происходить аналогично описанному выше.

Потенциал коллектора запертого триода близок к  $-E_k$ . Так как сопротивление открытого триода в режиме насыщения намного меньше  $R_k$ , то потенциал его коллектора

$$u_{k,от} = -E_k + I_{k,н} R_k \approx 0.$$

В интервале между двумя опрокидываниями схемы происходит заряд и разряд ускоряющих конденсаторов  $C_1$  и  $C_2$ . Если, к примеру, до опрокидывания триод  $T_1$  был заперт, а триод  $T_2$  открыт, то левая обкладка  $C_1$  имела потенциал, близкий к  $-E_k$ , а правая обкладка — нулевой потенциал, т. е. конденсатор был заряжен до напряжения  $E_k$ . При этом потенциал правой обкладки  $C_2$  был равен нулю, а левая обкладка имела потенциал  $\frac{E_6}{R_{61} + R_2} R_2$ , т. е. конденсатор  $C_2$  был заряжен до этого напряжения. После опрокидывания, когда триод  $T_1$  открылся, а триод  $T_2$  заперся, происходит разряд конденсатора  $C_1$  до напряжения  $\frac{E_6}{R_{62} + R_1} R_1$  через две параллельные ветви — сопротивление  $R_1$  и цепь: триод  $T_1$  — корпус — источник смещения  $E_6 - R_{62}$ . Постоянная времени этого разряда в случае симметричной схемы

$$\tau_p \approx C_1 \frac{R_1 R_{62}}{R_1 + R_{62}} = C \frac{R R_6}{R + R_6}.$$

В то же время конденсатор  $C_2$  заряжается до напряжения  $E_k$  через сопротивление  $R_{k2}$  с постоянной времени

$$\tau_3 \approx C_2 R_{k2} = C R_k.$$

Так как  $R \gg R_k$  и  $R_6 \gg R_k$ , то  $\tau_p > \tau_3$  и время восстановления схемы определяется величиной  $\tau_p$ . Исходя из этого, интервал  $T$  между запускающими импульсами должен удовлетворять неравенство

$$T \geq 2C \frac{R R_6}{R + R_6}. \quad (6-18)$$

Определим условие, при котором один из триодов надежно заперт.

Потенциал базы запертого транзистора  $U_{6,з}$  зависит от величины напряжения  $E_6$  источника смещения и неуправляемого тока кол-

лекторного перехода  $I_{к.о}$ . Ток  $I_{к.о}$ , проходя по цепи база-коллектор запертого триода, выделяет на сопротивлении  $R_6$  напряжение с отрицательной полярностью на базе. Поэтому для надежного запирания транзистора необходимо, чтобы при максимальной рабочей температуре, т. е. при максимальном токе  $I_{к.о}$ , выполнялось условие

$$E_6 \geq I_{к.о. \max} R_6, \quad (6-19)$$

при котором база относительно эмиттера имеет положительный потенциал.

От величины  $I_{к.о}$  зависит также потенциал коллектора запертого транзистора

$$u_{к.з} = -(E_k - I_{к.о} R_k)$$

и при

$$I_{к.о} = I_{к.о. \max} \quad u_{к.з} = -E_k + I_{к.о. \max} R_k.$$

Поэтому для получения достаточного перепада выходного напряжения  $\Delta u_{к.з} = u_{к.з} - u_{к.от}$  необходимо, чтобы соблюдалось неравенство

$$i_{к.от} = I_{к.н} \gg I_{к.о. \max}.$$

Большой ток открытого триода  $I_{к.н} \approx \frac{E_k}{R_k}$  обеспечивается низкоомной коллекторной нагрузкой  $R_k$ .

Выразим теперь условие насыщения открытого триода. Для надежного насыщения нужно обеспечить ток базы

$$I_6 \geq I_{б.н} = \frac{I_{к.н}}{\beta}, \quad (6-20)$$

где  $I_{б.н}$  — ток базы, соответствующий току насыщения коллектора.

Ток базы отпертого транзистора  $I_6$  имеет две составляющие. Одна из них  $I_6'$  создается источником  $E_6$  и проходит через сопротивление  $R_6$  и открытый переход база-эмиттер, так что

$$I_6' = \frac{E_6}{R_6},$$

или с учетом знака равенства в выражении (6-19)

$$I_6' = \frac{I_{к.о. \max}}{R_6} R_6 = I_{к.о. \max}.$$

Вторая составляющая  $I_6''$  проходит от  $+E_k$  через тот же переход в обратном направлении и сопротивление  $R$  к коллектору запертого триода, имеющего относительно корпуса потенциал  $-(E_k - I_{к.о} R_k)$ , поэтому абсолютная величина этого тока

$$I_6'' = \frac{E_k - I_{к.о. \max} R_k}{R}.$$

Подставляя в выражение (6-20) значения  $I_{к.н} = \frac{E_k}{R_k}$  и  $I_6 = I_6' - I_6''$ , получим условие насыщения

$$\frac{E_k}{R_k} \leq \beta \left( \frac{E_k - I_{к0. \max} R_k}{R} - I_{к0. \max} \right),$$

откуда после несложных преобразований

$$R \leq \frac{\beta R_k (E_k - I_{к0. \max} R_k)}{E_k + \beta I_{к0. \max} R_k}. \quad (6-21)$$

Для того чтобы не иметь специального источника смещения  $E_6$ , применяют триггер с автоматическим смещением, которое обеспечивается  $R_3 C_3$ -цепочкой (рис. 6-12, б). Емкость конденсатора  $C_3$  выбирают обычно в пределах 1000—5000 пф, а величину  $R_3$  для надежного запираания транзистора при максимальной рабочей температуре определяют по формуле

$$R_3 \geq \frac{R_6 R_k I_{к0. \max}}{E_k - R_6 I_{к0. \max}}.$$

При этом сопротивление связи  $R$  для обеспечения насыщенного состояния транзистора находят с помощью выражения

$$R \leq \frac{\beta R_6 R_k [E_k - (R_3 + R_k) \cdot I_{к0. \max}]}{E_k (R_6 + \beta R_3)}.$$

Быстродействие триггеров ограничивается инерционностью транзисторов. Оно увеличится, если открытый триод не насыщен. В этом случае время опрокидывания схемы определяется частотными свойствами транзистора и может быть сделано равным  $\frac{1}{f_a}$ , где  $f_a$  — граничная частота транзистора.

Ненасыщенный режим триггера можно осуществить при включении в схему диодов, фиксирующих напряжения на коллекторах, или введением нелинейной обратной связи.

В первом случае (рис. 6-13, а) уровень фиксации  $-E$  подбирается так, чтобы во время опрокидывания схемы диод  $D$ , соединенный с коллектором отпирающегося транзистора, открылся раньше, чем напряжение на коллекторе уменьшится до значения, соответствующего насыщению. Через малое сопротивление диода коллектор транзистора оказывается подключенным к источнику  $-E$  и потенциал его остается неизменным и равным  $-E$  независимо от величины отрицательного скачка на базе. Наряду с этим во время очередного опрокидывания схемы, когда на базу открытого триода поступает положительный скачок напряжения, потенциал коллектора достигнет величины  $-E_k$  лишь после того, как диод запрется. Запираание же диода задерживается по отношению к моменту запуска

на время, определяемое инерционностью транзистора. Таким образом, запираение транзистора происходит с задержкой.

В триггере с нелинейной обратной связью (рис. 6-13, б) насыщение триода исключается также с помощью диодов  $D_1$  и  $D_2$ .

Пусть в процессе запуска триод  $T_1$  стремится перейти в открытое состояние. При этом с коллектора  $T_2$  на базу  $T_1$  через  $R''_1$  и  $R'_1$  передается отрицательный скачок напряжения, увеличивающий ток  $i_{к1}$  и повышающий потенциал коллектора  $u_{к1}$ . Поскольку диод  $D_1$  включен между коллектором и базой, то в процессе опрокидывания триггера потенциал его анода повышается, а потенциал катода по-

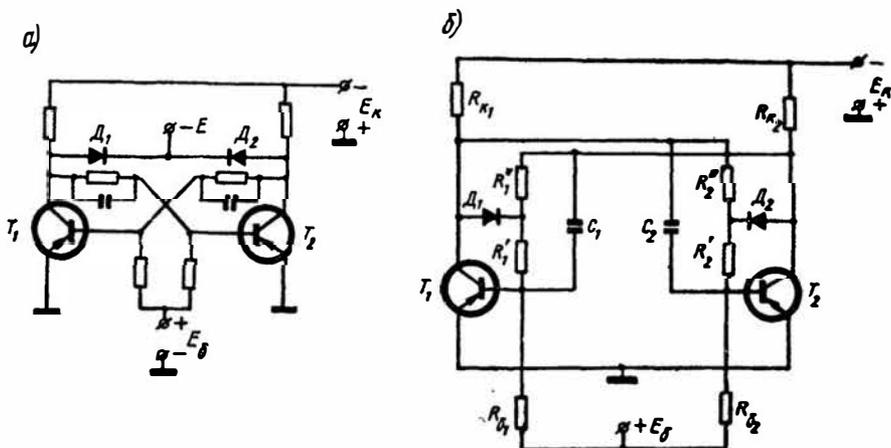


Рис. 6-13. Схемы быстродействующих триггеров на транзисторах

нижается и диод отпирается. Через открытый диод и сопротивление  $R'_1$  осуществляется обратная связь с коллектора на базу. При дальнейшем увеличении  $u_{к1}$  потенциал базы  $u_{б1}$  становится менее отрицательным:  $i_{к1}$  перестает возрастать и насыщение не достигается.

### § 6-7. СЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ

В современной технике широко применяются счетчики электрических импульсов. Они используются в вычислительных машинах, ядерной физике, автоматике и т. д. Преобразуя в электрические импульсы параметры различных неэлектрических процессов, можно осуществить счет разнообразных предметов, числа оборотов, количества ударов и т. п.

Одним из основных показателей счетчика является разрешающая способность, характеризуемая числом импульсов, которое счетчик сможет зарегистрировать в единицу времени. Если время подготовки счетчика к приему очередного импульса больше паузы между ними, то этот импульс не будет зафиксирован. Таким образом, разрешаю-

щая способность определяет максимальное число импульсов в 1 сек, которое будет регистрироваться счетчиком.

Электромеханические счетчики обладают малой разрешающей способностью, так как по существу являются электромагнитными реле, имеющими подвижную систему с большой инерционностью, и надежно считают только несколько сотен импульсов в секунду.

Поэтому для счета импульсов с большой частотой повторения перед электромеханическим счетчиком ставят электронное пересчетное устройство. Оно представляет собой делительную схему с оп-

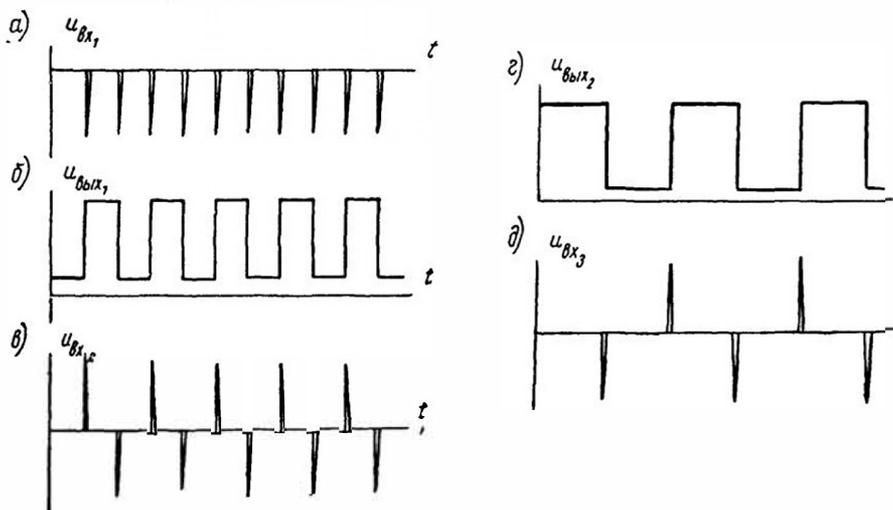


Рис. 6-14. Принцип деления частоты повторения импульсов

ределенным коэффициентом пересчета и уменьшает число поступающих на счетчик импульсов по сравнению с количеством импульсов на входе в  $K$  раз. Следовательно, на счетчик поступает один из  $K$  импульсов, действующих на вход всего устройства.

В настоящее время в пересчетных схемах широко используются триггеры с двумя устойчивыми состояниями. Они составляют ряд ячеек пересчетного устройства, принцип действия которого заключается в следующем.

Триггер каждой ячейки чувствителен к импульсам только одной полярности (например, к отрицательным). Каждая пара таких импульсов (рис. 6-14, а), поступающих на вход схемы, дважды опрокидывает первый триггер и на аноде его формируется один прямоугольный импульс (рис. 6-14, б). Напряжение, снимаемое с этого триггера, подвергается дифференцированию. Каждый прямоугольный импульс дает после дифференцирования лишь один остrokонечный импульс отрицательной полярности (рис. 6-14, в). Таким образом, число импульсов, которыми может запускаться вторая ячейка, вдвое меньше числа импульсов, которыми запускаться первая, т. е.

каждая ячейка осуществляет деление поступающих на нее импульсов в два раза. Рис. 6-14, *г* и *д* иллюстрируют действие второй ячейки. Такие ячейки с коэффициентом пересчета, равным двум, называются двоичными (бинарными).

На рис. 6-15 приведена схема, составленная из двух бинарных ячеек. Триггер каждой ячейки чувствителен к импульсам отрицательной полярности и аналогичен схеме, изображенной ранее на

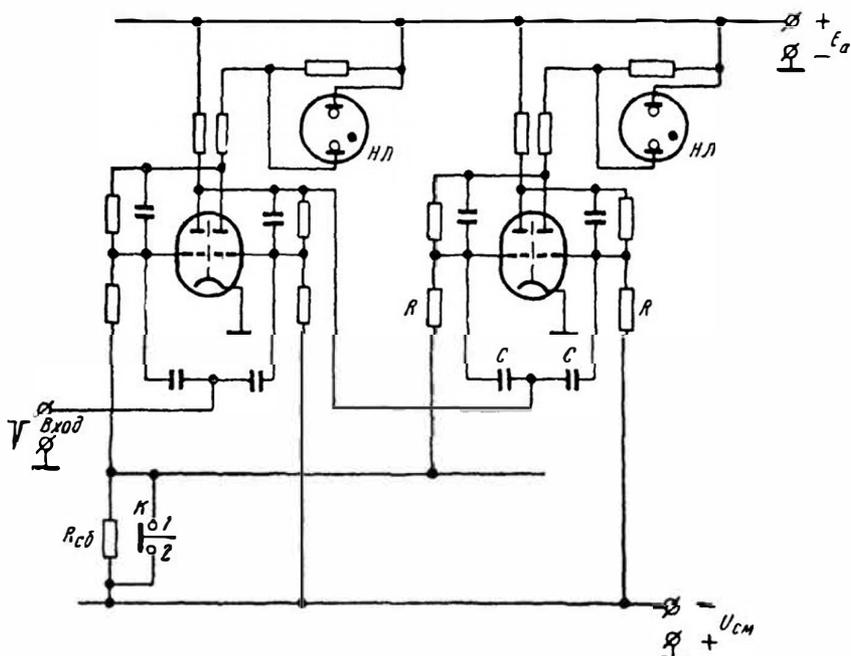


Рис. 6-15. Бинарная пересчетная схема

рис. 6-9, *а*. Правые аноды имеют разделенную нагрузку, параллельно одному из сопротивлений которой включена неоновая лампочка (НЛ).

С левого анода прямоугольные импульсы снимаются на дифференцирующие цепочки  $CR$ . Действие схемы происходит аналогично описанному выше. Перед началом работы правые триоды всех ячеек должны быть заперты, а левые открыты, что осуществляется с помощью кнопки  $K$  — «сброс». При нажатии ее размыкаются контакты 1 и 2 и между катодами и левыми сетками всех ламп на короткое время дополнительно включается сопротивление  $R_{сб}$  — потенциалы всех левых сеток увеличиваются, левые триоды отпираются, а правые запираются. При этом неоновые лампочки (НЛ) не горят, так как напряжение на них равно нулю. Первый отрицательный импульс, поступающий на вход схемы, открывает правый

триод лампы  $L_1$  (неоновая лампочка загорается) и запирает левый, так что напряжение на аноде этого триода возрастает. На сопротивлениях  $R$  дифференцирующих цепочек выделяется положительный импульс, который не вызывает переброса второй ячейки. Вторым входным импульсом первый триггер возвращается в первоначальное состояние, сигнальная лампочка гаснет, напряжение на левом аноде уменьшается и на входе второй ячейки появляется отрицательный импульс, перекидывающий ее в другое устойчивое положение (загорается вторая сигнальная лампочка).

При поступлении на вход третьего импульса происходит новое опрокидывание первого триггера, в то время как второй будет сохранять свое состояние. Только четвертый входной импульс вернет обе ячейки в исходное положение, при котором открыты левые триоды обеих ламп и погашены сигнальные лампочки.

Легко понять, что на выходе последней ячейки с номером  $N$  появляется первый отрицательный импульс только после того, как на входе пройдут  $2^N$  импульсов, т.е. коэффициент пересчета двоичной схемы равен  $2^N$ . Каждая единица на электромагнитном счетчике, включенном на выходе пересчетной схемы, соответствует  $2^N$  импульсам, поступившим на вход.

Сигнальная лампочка в третьей ячейке загорится при поступлении на вход четвертого и погаснет с приходом восьмого импульса. Лампочка в четвертой ячейке зажжется с приходом на вход восьмого импульса и погаснет при поступлении шестнадцатого, когда загорится лампочка в пятой ячейке. Зажигание лампочки в ячейке с номером  $N$  соответствует поступлению на вход  $2^{N-1}$  импульсов.

Последнее дает возможность просто определить число поступивших на схему импульсов. Если, например, показание электромагнитного счетчика равно нулю, но горят лампочки первой, пятой и шестой ячеек, то общее число пришедших импульсов  $2^{1-1} + 2^{5-1} + 2^{6-1} = 1 + 16 + 32 = 49$ . Этот способ определения числа сигналов, не зарегистрированных входным счетчиком, очень удобен и часто применяется.

Описанное устройство используется весьма широко, но обеспечивает лишь ряд определенных коэффициентов пересчета, выражаемых формулой  $K = 2^N$ .

Для приведения схемы в исходное состояние (левые триоды открыты, а правые заперты) используется кнопка  $K$  — «сброс».

Аналогичную схему имеет пересчетное устройство, собранное на полупроводниковых триодах.

Следует указать, что, дополняя рассмотренную схему цепями обратной связи, можно получить любой коэффициент пересчета. Любой коэффициент пересчета можно получить и с помощью кольца в о й с х е м ы (рис. 6-16), получившей это название благодаря тому, что ячейки ее составляют замкнутое кольцо (последняя лампа  $L_N$  связана через емкость  $C_N$  с лампой  $L_1$ ). Входные импульсы отрицательной полярности поступают на общее катодное сопротивление

всех правых триодов, что соответствует подаче на сетки правых ламп положительных импульсов. Входной импульс опрокидывает только тот триггер, у которого правая лампа заперта.

Рассмотрение работы схемы начнем с того момента, когда все правые триоды, за исключением первого, находятся в открытом состоянии. Поэтому первый импульс вызывает опрокидывание только первого триггера, правая половина которого открывается, а левая запирается. При этом возрастает потенциал левого анода  $\Lambda_1$ , с которого через конденсатор  $C_1$  положительный скачок напряжения передается на запертый левый триод лампы  $\Lambda_2$ . При достаточной

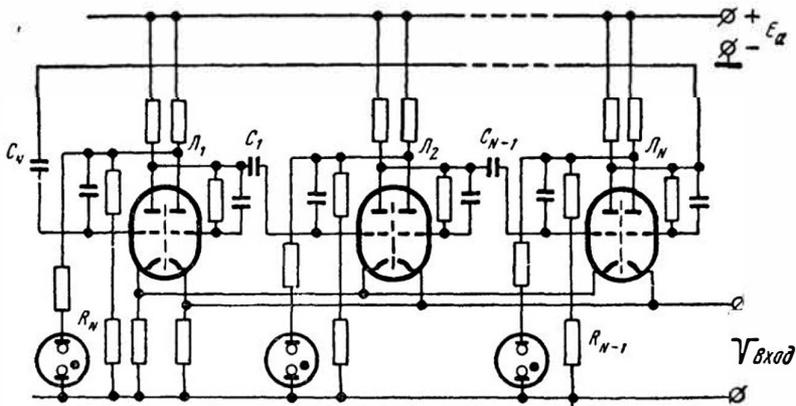


Рис. 6-16. Кольцевая пересчетная схема

амплитуде скачка происходит опрокидывание второй ячейки, правый триод которой запирается. Срабатывание вслед за этим последующего триггера невозможно, так как на запертую его половину с левого анода  $\Lambda_2$  приходит отрицательный импульс. Второй входной импульс опрокинет только ячейку, собранную на лампе  $\Lambda_2$ , и положительный импульс с левого анода этой лампы вызовет перебрасывание третьего триггера.

После того как на вход поступит количество сигналов, равное числу ячеек, положительный импульс с последнего триггера через конденсатор  $C_N$  опрокинет первую ячейку и вернет схему в первоначальное состояние, с которого началось рассмотрение всего процесса. Таким образом, коэффициент пересчета кольцевой схемы  $K = N$ , где  $N$  — число ячеек.

Каждая неоновая лампочка загорается в тот момент, когда запирается правый триод соответствующего триггера и потенциал его анода увеличивается до значения  $E_a$ . По этим зажженным лампочкам определяют число импульсов, поступивших на вход после того, как показания счетчика увеличились на единицу.

Кольцевая пересчетная схема часто применяется как коммутатор,

поочередно включающий и выключающий каналы какого-либо устройства, которое управляется импульсами с ее анодов.

Следует отметить, что в последнее время предложены электронные лампы специальной конструкции (трахотроны, декатроны и др.), предназначенные для использования их в спусковых схемах с несколькими устойчивыми состояниями. Это значительно сокращает число ламп в пересчетном устройстве и уменьшает его размеры.

Кроме описанных пересчетных схем, для деления числа электрических импульсов применяются, в частности, устройства, использующие накопительную емкость. Напряжение на этой емкости под действием определенного числа входных импульсов достигает значения, при котором происходит запуск генератора (например, блокинг-генератора), выдающего один импульс. При этом накопительный конденсатор разряжается и схема возвращается в исходное состояние.

Если входные импульсы имеют произвольную форму, то перед накопительным конденсатором может быть поставлено устройство (например, триггер с одним устойчивым состоянием), срабатывающее от каждого сигнала и выдающее импульсы строго определенной формы. Это дает возможность сообщить конденсатору определенный заряд при поступлении на вход определенного числа импульсов.

Система с накопительным конденсатором надежно работает при коэффициенте пересчета порядка 10—15. Для получения больших коэффициентов деления используют несколько таких устройств.

Конденсатор схемы должен успевать подзарядиться за время действия каждого импульса, длительность которого должна быть поэтому достаточно велика. Это ограничивает число импульсов, которое подается в схему в течение 1 сек, т. е. уменьшает ее разрешающую способность. Кроме этого, стекание заряда с конденсатора за счет утечки приводит к тому, что схема с накопительной емкостью не используется для счета импульсов, поступающих на вход с большими интервалами.

## § 6-8. РАСЧЕТ ТРИГГЕРНЫХ СХЕМ

### Расчет симметричной схемы триггера на электронных лампах с двумя устойчивыми состояниями (рис. 6-3)

Для расчета обычно задают: амплитуду выходных импульсов  $U_m$ , напряжение источника питания  $E_a$ , период повторения запускающих импульсов  $T_s$ , длительность фронта положительного импульса  $t_f$ , длительность среза  $t_c$ , емкость и активное сопротивление нагрузки  $C_n$  и  $R_n$ .

Пусть  $U_m \geq 150$  в,  $E_a = 300$  в,  $T_s = 20$  мксек,  $t_f = 1,5$  мксек,  $t_c = 0,5$  мксек,  $C_n = 15$  нф. Активное сопротивление нагрузки будем считать настолько большим, что оно не влияет на работу схемы.

1. Произведем выбор лампы. Для этого находим ток  $I_0$ , который должна иметь лампа при  $u_c \approx 0$  и  $u_a = E_a - U_k$  и ток  $I_{a0}$  при  $u_c = 0$  и  $u_a = E_a - U_m - U_k$ .

В соответствии с формулами (3-47) и (3-48), имея в виду емкости, участвующие в формировании фронта и среза, получим

$$I_{a0} \geq \frac{2(C_2 + C_{\text{вых2}})U_m}{t_{\phi}},$$

$$I_0 \geq \frac{2(C_{\text{вых2}} + C_{\text{пх1}})U_m}{t_c}.$$

Примем  $C_{\text{ак}} = 4 \text{ нф}$ ,  $C_m = 10 \text{ нф}$ ,  $C_{\text{ск}} = 2 \text{ нф}$  и  $C_1 = C_2 = 62 \text{ нф}$ . Тогда  $C_{\text{вых2}} = C_{\text{ак}} + C_m + C_n = 4 + 10 + 15 = 29 \text{ нф}$ .

$$I_{a0} \geq \frac{2(62 + 29) \cdot 10^{-12} \cdot 150}{1,5 \cdot 10^{-6}} = 18 \text{ ма}$$

и

$$I_0 \geq \frac{2(29 + 2) \cdot 10^{-12} \cdot 150}{0,5 \cdot 10^{-6}} = 18,6 \text{ ма}.$$

Выберем лампу 6Н1П, у которой  $C_{\text{ак}} = 1,75 \text{ нф}$ ,  $C_{\text{ск}} = 3,1 \text{ нф}$ . При  $u_a = 300 - 150 = 150 \text{ в}$  и  $u_c = 0$  ток  $I_{a0} = 23 \text{ ма}$  и при  $u_a = 300 \text{ в}$  и  $u_c = 0$  ток  $I_0 = 50 \text{ ма}$ .

Данная лампа обеспечит заданную длительность среза с запасом.

2. Определяем напряжение смещения

$$U_k = (1,5 - 3) \cdot \frac{E_a U_3}{U_m}.$$

Напряжение между анодом и катодом запертой лампы  $U_a = E_a - U_k$  определяет величину напряжения запираия. Так как  $U_k$  составляет десятки вольт, то  $U_3$  следует брать меньшим того значения, какое оно имеет при  $u_a = E_a$ . Примем ориентировочно  $U_k = 40 \text{ в}$ . Тогда  $U_a = 300 - 40 = 260 \text{ в}$  и в соответствии с характеристиками выбранной лампы  $U_3 = -9 \text{ в}$ . Теперь находим величину  $U_k$ :

$$U_k = 2 \cdot \frac{300 \cdot 9}{150} \approx 36 \text{ в}.$$

Принятое значение  $U_k = 40 \text{ в}$  достаточно близко к полученному, поэтому уточнение величины  $U_k$  производить не будем и окончательно выберем  $U_k = 40 \text{ в}$ .

3. Находим ток отпертой лампы, пользуясь семейством анодных характеристик (рис. 6-17) и имея в виду, что напряжение на лампе  $u_{a0} = E_a - U_m - U_k$ .

В данном случае целесообразно принять  $U_m = 160 \text{ в}$  с тем, чтобы рабочая точка  $A$  отпертой лампы ( $u_c = 0$ ) лежала ниже кривой допустимой мощности. Такая предосторожность уместна,

если запускающие импульсы могут поступать нерегулярно и одна из ламп длительное время будет открыта.

Таким образом, для рассчитываемого варианта  $u_{a0} = 300 - 160 - 40 = 100$  в.

Принимая напряжение на сетке отпертой лампы  $u_c = 0$ , находим  $I_{a0} = 18$  ма.

4. Определяем величины сопротивлений  $R_a$  и  $R_k$ :

$$R_a = \frac{U_m}{I_{a0}} = \frac{160}{18 \cdot 10^{-3}} = 8,9 \text{ ком}, \quad R_k = \frac{U_k}{I_{a0}} = \frac{40}{18 \cdot 10^{-3}} = 2,22 \text{ ком}.$$

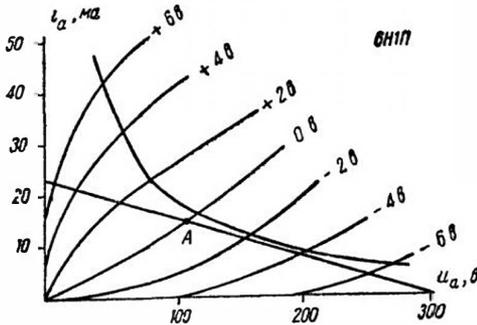


Рис. 6-17. К расчету лампового триггера

Мощность аварийная, которая выделяется на этих сопротивлениях, в отсутствие запускающих импульсов

$$P = U_m I_{a0} = 160 \cdot 18 \times 10^{-3} = 2,88 \text{ вт},$$

$$P = U_k I_{a0} = 40 \cdot 18 \times 10^{-3} = 0,72 \text{ вт}.$$

соединяем два таких сопротивления

Выбираем по ГОСТу  $R = 18$  ком с допустимой мощностью  $P = 1,5$  вт и

В соответствии с ГОСТом берем сопротивление  $R_k = 2,2$  ком.

5. Определяем предельные значения сопротивления  $R_c$ , при которых схема сможет находиться в устойчивом состоянии,

$$\frac{U_k - U_s}{E_a - U_m - U_k + U_s} R > R_c > \frac{U_k}{E_a - U_k} R,$$

$$\frac{40 - 9}{300 - 160 - 40 + 9} \cdot R > R_c > \frac{40}{300 - 40} \cdot R$$

или

$$0,28 R > R_c > 0,15 R.$$

Пример  $R_c = 0,2 R$ .

Так как нужно обеспечить  $R + R_c \gg R_a$ , выберем по ГОСТу  $R = 470$  ком. Тогда  $R_c = 0,2 \cdot 470 = 94$  ком. Полученную величину округляем по ГОСТу в большую сторону с тем, чтобы напряжение между сеткой и катодом не оказалось меньше нуля, т. е. возьмем  $R_c = 100$  ком.

6. Проверяем условие возникновения в схеме лавинообразного скачка:

$$\beta = \frac{R_c}{R \oplus R_c} > \frac{1}{K}, \quad \beta = \frac{100}{470 \oplus 100} = 0,18.$$

Для определения коэффициента усиления  $K = \frac{\Delta u_a}{\Delta u_c}$  через точки  $u_a = E_a$ ,  $i_a = 0$  и  $u_a = 100$  в,  $i_a = 18$  ма, проводим нагрузочную прямую и, перемещаясь вдоль нее от рабочей точки  $A$  вправо, найдем изменение  $u_a$ , соответствующее изменению  $u_c$ .

$$K = \frac{\Delta u_a}{\Delta u_c} = \frac{50}{2} = 25; \quad \frac{1}{K} = \frac{1}{25} = 0,04, \quad \text{т. е. } \beta > \frac{1}{K}.$$

7. Определяем время восстановления схемы, за которое напряжение на сетке запертой лампы после передачи на нее отрицательного перепада поднимется до установившегося значения:

$$t_B \approx (C + C_{ск}) \frac{RR_c}{R + R_c} = (62 + 3,1) \cdot 10^{-12} \cdot \frac{470 \cdot 100 \cdot 10^6}{(470 + 100) \cdot 10^3} = 5,3 \text{ мксек} < T_3,$$

т. е. каждым запускающим импульсом триггер сможет опрокидываться.

### Расчет симметричного триггера на транзисторах с отрицательным смещением (рис. 6-12, а)

Для расчета обычно задают: амплитуду импульсов  $U_m$ , максимальную частоту переключения  $f_m$  и максимальную рабочую температуру  $t_{\max}$ .

Расчет сводится к выбору транзисторов, определению режима их работы и определению параметров схемы.

Пусть  $U_m \geq 10$  в,  $f_m = 200$  кГц,  $t_{\max} = 50^\circ \text{C}$ .

1. Определяем напряжение источника коллекторного питания  $E_k \geq (1,1 \div 1,2) U_m$ . Возьмем  $E_k = 12$  в.

2. По допустимому коллекторному напряжению  $E_{к, \text{доп}} > E_k$ , предельной частоте транзистора  $f_a > f_m$  и допустимой рабочей температуре  $t_{\text{доп}} > t_{\max}$  выбираем тип транзистора.

Выбираем транзисторы типа П15, для которых

$$f_a = 1,6 \text{ МГц}, \quad t_{\text{доп}} = 100^\circ \text{C}, \quad I_{к, \text{доп}} = 10 \text{ ма}, \quad \alpha = 0,95, \\ I_{к0} = 10 \text{ мка}.$$

3. Выбираем сопротивление  $R_k$  так, чтобы  $\frac{E_k}{R_k} \leq I_{к, \text{доп}}$ .

Возьмем  $R_k = 2,0$  ком, при котором это условие выполняется.

4. Определяем аварийную мощность, рассеиваемую на коллекторных сопротивлениях,

$$P = I_k^2 R_k = \left( \frac{12}{2 \cdot 10^3} \right)^2 \cdot 2 \cdot 10^3 = 0,072 \text{ вт}.$$

5. Находим коэффициент усиления по току

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}, \quad \beta = \frac{0,95}{1 - 0,95} = 19.$$

6. Определяем обратный ток коллектора

$$I_{к0. \max} = I_{к0} \cdot 2^{\frac{i_{\max}^{\circ} - 20^{\circ}}{10}}, \quad I_{к0. \max} = 10 \cdot 2^{\frac{50 - 20}{10}} = 80 \text{ мкА.}$$

7. В соответствии с формулой (6-21) находим сопротивление

$$R \leq \frac{\beta R_k (E_k - I_{к0. \max} R_k)}{E_k + \beta I_{к0. \max} R_k}, \quad R \leq \frac{19 \cdot 2 \cdot 10^3 (12 - 80 \cdot 10^{-6} \cdot 2 \cdot 10^3)}{12 + 19 \cdot 80 \cdot 10^{-6} \cdot 2 \cdot 10^3} \approx 28 \text{ ком.}$$

Выбираем по ГОСТу  $R = 27 \text{ ком.}$

8. Выбираем емкость ускоряющего конденсатора  $C$ . Выберем по ГОСТу  $C = 200 \text{ пф.}$

9. Определяем сопротивление

$$R_6 \leq \frac{R}{2CRf_m - 1}, \quad R_6 \leq \frac{27 \cdot 10^3}{2 \cdot 200 \cdot 10^{-12} \cdot 27 \cdot 10^3 \cdot 200 \cdot 10^3 - 1} = 22,6 \text{ ком.}$$

Выберем по ГОСТу  $R_6 = 22 \text{ ком.}$

10. Определяем напряжение источника смещения  $E_6$  в соответствии с выражением (6-19):

$$E_6 \geq I_{к0. \max} R_6 \approx 80 \cdot 10^{-6} \cdot 22 \cdot 10^3 = 1,76 \text{ в.}$$

Принимаем  $E_6 = 2 \text{ в.}$

---

---

## Глава 7

### БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОРЫ

#### § 7-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Блокинг-генератор представляет собой однокаскадный релаксационный генератор с сильной индуктивной обратной связью. Он используется для получения кратковременных положительных или отрицательных импульсов с большой скважностью, по форме близких к прямоугольным. Особенностью блокинг-генератора является малое количество деталей и простота схемы.

Как и мультивибратор, блокинг-генератор может работать в автоколебательном и ждущем режиме, а также в режиме синхронизации и деления частоты.

Перед рассмотрением работы блокинг-генератора целесообразно напомнить некоторые положения, известные из теории трансформаторов.

Магнитный поток в сердечнике трансформатора определяется результирующим действием всех токов, протекающих в разных обмотках; причем, ток в питающей обмотке является намагничивающим, а ток в обмотке, связанной с нагрузкой, оказывает размагничивающее действие.

Индуктируемые в обмотках э. д. с. появляются при изменении магнитного потока, а изменения этих э. д. с. могут происходить только в том случае, когда скорость изменения магнитного потока  $\frac{d\Phi}{dt}$  не является постоянной; при  $\frac{d\Phi}{dt} = \text{const}$  в обмотках наводятся э. д. с. неизменной величины.

Параллельно обмоткам трансформатора фактически включены паразитные емкости (межвитковая емкость, емкость нагрузки и т. д.), которые заряжаются или разряжаются при изменении напряжений на обмотках, ибо емкостный ток

$$i = C \frac{du_C}{dt}.$$

## § 7-2. АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОРА

На рис. 7-1, а изображена основная схема блокинг-генератора. Положительная обратная связь между анодом и сеткой осуществляется в данном случае с помощью импульсного трансформатора  $Tr$ . За короткое время генерации импульса конденсатор  $C$  заряжается до значительного напряжения  $u$  с отрицательной полярностью на сеточной обкладке и лампа запирается. В промежутке между двумя импульсами в течение большей части периода этот конденсатор

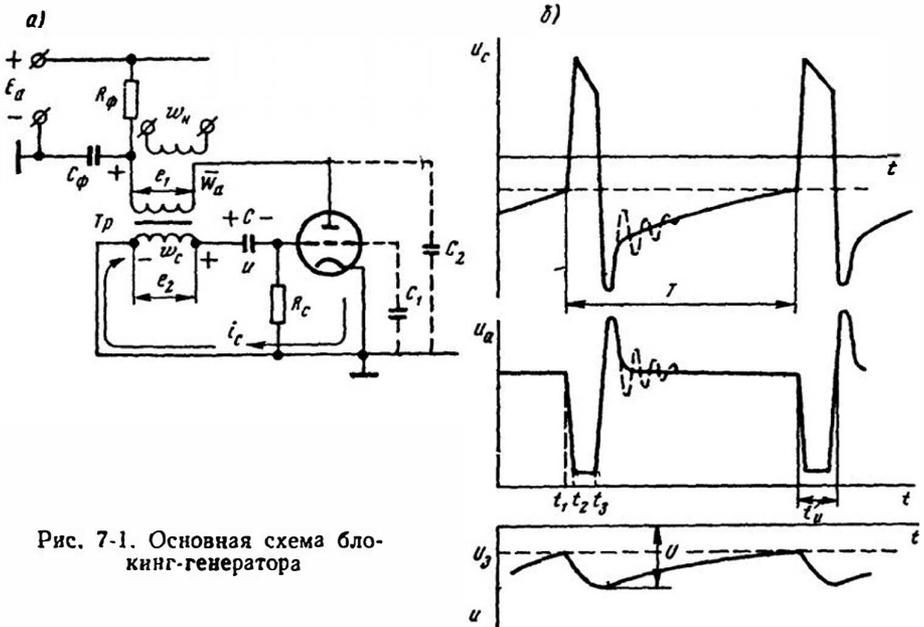


Рис. 7-1. Основная схема блокинг-генератора

разряжается через сопротивление  $R_c$ , пока напряжение на нем не достигает значения, при котором лампа отпирается. С этого момента ( $t_1$ ) рассмотрим работу блокинг-генератора более подробно.

**Формирование переднего фронта импульса.** После отпираания лампы по анодной обмотке трансформатора начинает проходить ток  $i_a$ , создающий нарастающее магнитное поле. В первичной (анодной) обмотке трансформатора это поле наводит э. д. с. самоиндукции  $e_1$ , а во вторичной (сеточной) обмотке — э. д. с. взаимоиндукции  $e_2$ .

Концы вторичной обмотки включены в цепь сетки так, что э. д. с.  $e_2$  повышает потенциал сетки. Это приводит к значительному росту анодного тока, благодаря чему *скорость нарастания* магнитного потока увеличивается. В свою очередь это влечет за собой увеличение э. д. с.  $e_2$  и дальнейшее увеличение анодного тока. Таким образом, в схеме действует положительная обратная связь. За счет

нее и усилительных свойств каскада развивается лавинообразный процесс, в ходе которого *изменение* магнитного потока идет с нарастающей скоростью —  $e_1$  и  $e_2$  непрерывно увеличиваются: напряжение на сетке лампы  $u_c = -u + e_2$  возрастает, а на аноде  $u_a = E_a - e_1$  падает (рис. 7-1, б).

Как всегда, паразитные емкости  $C_1$  и  $C_2$  замедляют скачок. Напряжения на них (на электродах лампы) меняются постепенно, кроме того, при изменении  $u_c$  и  $u_a$  токи этих емкостей, замыкаясь через обмотки трансформатора, оказывают сильное размагничивающее действие и стремятся замедлить нарастание магнитного потока.

Когда возрастающее сеточное напряжение проходит через нуль, в цепи сетки появляется ток, тоже размагничивающий сердечник. Вместе с понижением потенциала анода он становится причиной уменьшения крутизны анодно-сеточной характеристики каскада. Следствием всего этого явится замедление лавинообразных изменений  $u_c$  и  $u_a$ . Последнее приводит к тому, что токи емкостей  $C_1$  и  $C_2$  уменьшаются, и поэтому скорость нарастания магнитного потока все еще продолжает увеличиваться, а э. д. с.  $e_1$  и  $e_2$  продолжают нарастать до тех пор, пока в момент  $t_2$  не произойдет снижения крутизны характеристики настолько, что изменение  $u_c$  перестанет вызывать изменение  $u_a$ . В это время э. д. с.  $e_1$  и  $e_2$  будут максимальными и формирование переднего фронта закончится.

**Формирование плоской вершины импульса.** За весьма короткое время, в течение которого формируется передний фронт импульса, напряжение на конденсаторе  $C$  практически не успевает изменяться. Только с момента  $t_2$  начинается интенсивный заряд этого конденсатора сеточным током  $i_c$ . В результате потенциал сетки  $u_c$  понижается; однако вначале это не вызывает изменений анодного тока и анодного напряжения, так как рабочая точка находится еще на участке характеристики с малой крутизной. Наоборот, сеточный ток, оказывающий *размагничивающее* действие, по мере заряда конденсатора быстро уменьшается. За счет этого магнитный поток продолжает нарастать, но уже с приблизительно *постоянной скоростью*, так что э. д. с.  $e_1$  и  $e_2$  и напряжение на аноде в интервале времени  $t_2 - t_3$  остаются *неизменными*. Что касается сеточного напряжения, то оно в процессе заряда конденсатора уменьшается.

**Формирование заднего фронта импульса.** По мере заряда конденсатора напряжение на сетке и сеточный ток уменьшаются. Благодаря этому крутизна характеристики возрастает и в некоторый момент  $t_3$  вслед за уменьшением сеточного напряжения начинает уменьшаться анодный ток. В результате скорость нарастания магнитного потока замедляется и во вторичной обмотке трансформатора индуктируется меньшая э. д. с.  $e_2$ . Это приводит к тому, что потенциал сетки дополнительно снижается, что вызывает дальнейшее уменьшение анодного тока и т. д. Так как рабочая точка находится теперь на участке характеристики с большой крутизной, то уменьшения  $i_a$ ,  $e_1$  и  $e_2$ , а поэтому  $u_a$  и  $u_c$  происходят лавинообразно.

Нужно иметь в виду, что напряжение на конденсаторе  $u$  практически не поднимается выше уровня отпирания лампы (рис. 7-1, б), а во время формирования плоской вершины импульса становится равным  $U$ , опускаясь значительно ниже уровня  $U_3$ . Поэтому, как только э. д. с.  $e_2$  уменьшается до определенного значения,  $u_c = -U + e_2$  снижается до величины  $U_3$ , лампа запирается и анодный ток прекращается. Теперь магнитный поток начинает быстро *спадать* и э. д. с.  $e_1$  и  $e_2$  *меняют полярность*. За счет этого в кривых анодного и сеточного напряжений наблюдаются кратковременные выбросы: потенциал анода ( $u_a = E_a + e_1$ ) превышает напряжение источника, а потенциал сетки ( $u_c = -U - e_2$ ) опускается ниже уровня, соответствующего напряжению  $U$  на заряженном конденсаторе.

Уменьшение магнитного потока мгновенно не происходит, так как ток в анодной обмотке трансформатора не может резко прекратиться и после запираания лампы, замыкаясь через межвитковую емкость, спадает постепенно. Поэтому упомянутые выбросы имеют ограниченную величину.

**Пауза.** После запираания лампы начинается разряд конденсатора  $C$  через сеточную обмотку трансформатора и сопротивление утечки  $R_c$ . Так как постоянная времени этой цепи велика, то ток разряда изменяется достаточно медленно и э. д. с. самоиндукции, индуктируемой в сеточной обмотке, можно пренебречь. Поэтому напряжение  $u$  почти целиком выделится на  $R_c$  и пока оно не поднимется до уровня запираания лампы  $U_3$ , последняя будет заперта. В момент, когда  $u_c$  оказывается равным  $U_3$ , появится анодный ток и весь процесс повторится.

Наблюдая осциллограммы анодного и сеточного напряжений, можно заметить, что начало паузы протекает порой по-разному. Если затухание в контуре, состоящем из индуктивности и паразитных емкостей, велико, то уменьшение тока в анодной обмотке трансформатора носит аperiодический характер. При малом затухании в контуре происходит колебательный процесс: энергия периодически сосредоточивается то в магнитном, то в электрическом поле. След этих колебаний показан на рис. 7-1, б пунктиром.

Выведем теперь некоторые количественные соотношения, необходимые для технического расчета блокинг-генератора.

Для возникновения лавинообразного процесса (для выполнения условия самовозбуждения) каждое последующее изменение потенциала сетки  $\Delta u_c^i$  должно быть больше предыдущего  $\Delta u_c$ , т. е.

$$\frac{\Delta u_c^i}{\Delta u_c} > 1. \quad (7-1)$$

Выразим это условие через параметры схемы. Под действием  $\Delta u_c$  анодный ток получает приращение

$$\Delta i_a = \Delta u_c S,$$

где  $S$  — крутизна динамической анодно-сеточной характеристики лампы.

Это изменение анодного тока вызывает приращение тока  $i_c$  в сеточной цепи

$$\Delta i_c = \frac{\Delta i_a}{n_c} = \frac{\Delta u_c S}{n_c},$$

где  $n_c = \frac{W_c}{W_a}$  — коэффициент трансформации.

Протекая по сопротивлению  $r_0$  участка сетка-катод открытой лампы, сеточный ток создает на нем напряжение

$$\Delta u'_c = \Delta i_c r_0 = \frac{\Delta u_c S}{n_c} r_0,$$

откуда

$$\frac{\Delta u'_c}{\Delta u_c} = \frac{S}{n_c} r_0.$$

Поэтому условие (7-1) возникновения лавинообразного процесса выразится в виде

$$\frac{\Delta u'_c}{\Delta u_c} = \frac{S}{n_c} r_0 > 1. \quad (7-2)$$

Так как за малое время формирования фронта импульса заряд конденсатора практически не успевает измениться ( $u \approx -U_3$ ), то напряжение  $u_c$  на сетке лампы лавинообразно нарастает в этот интервал времени так же, как нарастает э. д. с.  $e_2$ ,

$$u_c = -U_3 + e_2, \quad (7-3)$$

где  $e_2 = -M \frac{di_a}{dt}$  — э. д. с., наводимая в сеточной цепи.

В это же время за счет э. д. с.  $e_1 = -L \frac{di_a}{dt} = \frac{e_2}{n_c}$  происходит резкое понижение потенциала анода

$$u_a = E_a - e_1 = E_a - \frac{e_2}{n_c}.$$

Подставив в это выражение значение  $e_2$  из формулы (7-3), получим

$$u_a = E_a - \frac{u_c + U_3}{n_c}. \quad (7-4)$$

Сразу после формирования переднего фронта (в момент  $t_2$ ) напряжения в схеме не меняются (рис. 7-1, б) и емкостные токи  $i = C \frac{du}{dt}$  отсутствуют. Поэтому намагничивающая сила анодной (питающей) обмотки компенсирует в данном случае только размагничивающее действие сеточного тока  $i_c$  и тока нагрузки  $i_n$

и создает магнитодвижущую силу  $i_m W_a$ , обуславливающую магнитный поток в сердечнике

$$i_a W_a = i_c W_c + i_n W_n + i_m W_a.$$

Разделив обе части этого равенства на  $W_a$ , получим

$$i_a = i_c n_c + i_n n_n + i_m,$$

где  $n_n = \frac{W_n}{W_a}$  — коэффициент трансформации.

В большинстве случаев  $i_m \ll i_a$ . Если к тому же пренебречь током нагрузки, считая сопротивление ее достаточно большим, то уравнение намагничивающих сил упрощается и принимает вид:

$$i_a = i_c n_c. \quad (7-5)$$

Располагая импульсными характеристиками лампы, с помощью выражения (7-4) можно построить кривые  $i_a = f(u_a)$  и  $i_c = f(u_a)$  (методика такого построения приведена в § 7-8). В точке пересечения  $i_a = f(u_a)$  и  $i_c = n_c f(u_a)$  выполняется условие (7-5), соответствующее началу плоской вершины импульса. Координаты ее определяют  $I_{a \max}$ ,  $U_{a \min}$ ,  $I_{c \max}$  и  $U_{c \max}$ .

Найденные значения токов и напряжений в рабочей точке позволяют определить длительность и период следования генерируемых импульсов.

Длительность импульса  $t_n$  зависит от скорости заряда конденсатора  $C$ . Чем меньше емкость  $C$ , тем быстрее при прочих равных условиях понижается потенциал сетки и тем меньшую длительность имеет импульс.

Приближенно величину  $t_n$  определяют по формуле

$$t_n \approx 2 \frac{U_{c \max}}{I_{c \max}} C. \quad (7-6)$$

Период колебаний блокинг-генератора  $T$  складывается из длительности импульса  $t_n$  и паузы  $t_p$  (рис. 7-1, б). Так как обычно скважность импульсов блокинг-генератора имеет порядок сотен и тысяч, то основную часть периода составляет время паузы, т. е.  $T \approx t_p$ . Длительность паузы определяется временем, в течение которого конденсатор  $C$  экспоненциально разряжается через сопротивление утечки  $R_c$  от  $U$  (рис. 7-1, б) до напряжения отпирания лампы  $U_3$ :

$$U_3 = U e^{-\frac{t_p}{\tau}}, \quad \text{или} \quad U_3 \approx U e^{-\frac{T}{\tau}},$$

где  $\tau = CR_c$ .

Отсюда

$$T = R_c C \ln \frac{U}{U_3} = 2,3 R_c C \lg \frac{U}{U_3}. \quad (7-7)$$

Напряжение на конденсаторе  $U$  складывается из напряжения запирающего —  $U_3$ , которое было на нем к началу формирова-

ния плоской вершины, и  $\Delta U$ , на которое он дозарядился за время импульса. Можно считать, что в процессе такого заряда ток уменьшается от  $I_{c \max}$  до нуля линейно (т. е. средний ток заряда  $I_{c \text{ ср}} = \frac{I_{c \max}}{2}$ ). Поэтому в соответствии с выражением  $It = UC$ , можно записать

$$\Delta U = \frac{I_{c \text{ ср}} t_{\text{и}}}{C} = \frac{I_{c \max}}{2C} t_{\text{и}}, \text{ т. е.}$$

$$U = - \left[ U_3 + \frac{I_{c \max}}{2C} t_{\text{и}} \right]. \quad (7-8)$$

Как следует из приведенных выражений, период колебаний можно регулировать, изменяя величины  $C$  или  $R_c$ . При изменении  $C$  одновременно с периодом изменяется и длительность импульса. Поэтому для изменения  $T$  при необходимости сохранить величину  $t_{\text{и}}$  варьируют сопротивлением  $R_c$ . Чем больше  $R_c$ , тем дольше (при прочих равных условиях) происходит разряд конденсатора  $C$  до уровня  $U_3$  и тем больше период следования генерируемых импульсов.

### § 7-3. ЭЛЕМЕНТЫ СХЕМЫ БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОРА

**Лампа.** Блокинг-генератор вырабатывает последовательность импульсов с большой скважностью  $q$ , т. е. в импульсе может выделиться значительная мощность  $P_{\text{и. а}}$ . Последнее обеспечивается лампой с оксидным катодом, ток которой в импульсе достигает десятков и даже сотен ампер.

Для создания нормального теплового режима анода необходимо, чтобы выделяемая на нем средняя мощность была меньше максимально допустимой:

$$P_{\text{а. ср}} = \frac{P_{\text{и. а}}}{q} = \frac{U_{\text{а. мин}} I_{\text{а. макс}}}{q} \leq P_{\text{а. доп.}}$$

Так как в процессе генерации импульса сеточный ток имеет весьма значительную величину, превосходящую порой значение анодного тока, то тепловой режим сетки может оказаться более тяжелым, чем тепловой режим анода. Для обеспечения нормального теплового режима нужно, чтобы средняя мощность  $P_{\text{с. ср}}$ , выделяемая на сетке, была меньше максимально допустимой мощности  $P_{\text{с. доп}}$ :

$$P_{\text{с. ср}} = \frac{P_{\text{и. с}}}{q} = \frac{I_{\text{с. макс}} U_{\text{с. макс}}}{q} \leq P_{\text{с. доп.}}$$

В тех случаях, когда в паспорте лампы величина  $P_{\text{с. доп}}$  не указана, ее считают равной  $0,2 P_{\text{а. доп}}$ .

Наряду с этим лампа блокинг-генератора должна иметь достаточную крутизну  $S$ , обеспечивающую условие самовозбуждения,

и малые междуэлектродные емкости для получения импульсов с крутыми фронтами.

Из триодов наиболее полно перечисленным требованиям отвечают лампы типа 6Н1П, 6Н2П, 6Н3П, 6Н6П, 6Н8С, 6Н15П и др. Для получения мощных выходных импульсов применяют лучевые тетроды типа 6П3С, 6П6С, 6П1П и др.

**Фильтр.** В импульсных устройствах блокинг-генератор питается обычно от источника, являющегося общим для всех каскадов. Во время генерации импульса этот источник отдает большой ток  $I_n = I_{cp}q$ , благодаря чему напряжение на его зажимах понижается. Это неблагоприятно сказывается на работе всей схемы.

В целях ослабления такого влияния анодную цепь блокинг-генератора питают через фильтр  $R_\phi - C_\phi$  (рис. 7-1, а).

Конденсатор фильтра  $C_\phi$  выполняет роль накопителя электрической энергии, заряжаясь в длительных паузах между импульсами от источника  $E_a$  через сопротивление  $R_\phi$ . Во время генерации импульса конденсатор разряжается через малое сопротивление открытой лампы, уменьшая тем самым потребление от источника.

Емкость фильтра выбирается таким образом, чтобы при уменьшении ее заряда на величину  $I_{a, \max} t_n$  напряжение на ней снижалось не более, чем на  $\Delta U_{c, \phi} \leq 0,05 E_a$ . Исходя из этого

$$C_\phi = \frac{I_{a, \max} t_n}{\Delta U_{c, \phi}}. \quad (7-9)$$

После определения  $C_\phi$  величина  $R_\phi$  находится из формулы

$$R_\phi = 1,6 \frac{T}{C_\phi}, \quad (7-10)$$

где  $T$  — период повторения генерируемых импульсов.

**Импульсный трансформатор.** Весьма ответственной деталью блокинг-генератора является импульсный трансформатор  $Tr$ , в задачу которого входит безыскаженная передача импульсов напряжения. Отсутствие искажений формы импульсов при трансформации возможно лишь в случае сохранения исходного соотношения амплитуд и фаз гармоник, входящих в состав спектра импульсов. Так как ширина спектра импульсов велика, то импульсный трансформатор должен быть широкополосным.

Зависимость полосы пропускания от параметров трансформатора оценивают с помощью его эквивалентной схемы (рис. 7-2).

Здесь  $r_1$ ,  $L_{s1}$  и  $C_1$  — соответственно активное сопротивление, индуктивность рассеяния и межвитковая емкость первичной обмотки;

$r_2$ ,  $L_{s2}$  и  $C_2$  — аналогичные параметры вторичной обмотки, пересчитанные к первичной обмотке;

$L$  — индуктивность намагничивания;

$R_n$  — сопротивление нагрузки, пересчитанное к первичной обмотке.

Напряжения гармоник, находящихся в составе поступивших на вход импульсов, распределяются между сопротивлением нагрузки  $R_n$  и элементами  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $L_{s1}$  и  $L_{s2}$ , включенными с ней последовательно.

Сопротивления индуктивностей рассеяния  $L_{s1}$  и  $L_{s2}$  увеличиваются с частотой ( $x_L = \omega L_s$ ), благодаря чему высокочастотные гармоники, определяющие крутизну нарастания импульса, заметно выделяются на них. Поэтому желательно, чтобы для самой высокой гармоники в пределах ширины спектра ( $f_b = \frac{2 \div 5}{t_n}$ ) трансформируемого импульса выполнялось условие:

$$2\pi f_b L_{s1} \ll R_n \quad \text{и} \quad 2\pi f_b L_{s2} \ll R_n.$$

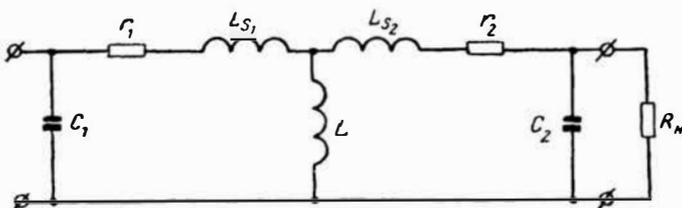


Рис. 7-2. Эквивалентная схема трансформатора

Крутизна фронтов импульса на выходе трансформатора зависит также от величин паразитных межвитковых емкостей обмоток  $C_1$  и  $C_2$ , так как эти емкости оказывают малое сопротивление высокочастотным гармоникам спектра. Желательно, чтобы даже для самой высокой гармоники в пределах ширины спектра этих импульсов выполнялось условие:

$$\frac{1}{2\pi f_b C_1} \gg R_n \quad \text{и} \quad \frac{1}{2\pi f_b C_2} \gg R_n.$$

Форма плоской вершины трансформируемого импульса зависит от передачи к нагрузке низкочастотных составляющих спектра. Этим составляющим индуктивность  $L$  оказывает малое сопротивление, так что на ней и на нагрузке может выделиться незначительная часть напряжения низкочастотных гармоник. Для уменьшения искажений плоской вершины импульса нужно, чтобы даже для самой низкой гармоники спектра ( $f_n = \frac{1}{T}$ ) выполнялось условие:  $2\pi f_n L \gg R_n$ .

Для обеспечения широкой полосы пропускания импульсный трансформатор должен иметь большую индуктивность обмоток  $L$  и малые значения параметров  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $L_{s1}$ ,  $L_{s2}$ .

Увеличения индуктивности обмоток достигают путем использования в трансформаторе сердечника из материала с высокой магнитной проницаемостью (пермаллой, рометалл, феррит и т. п.). Это

позволяет при заданной величине индуктивности иметь небольшое число витков обмоток, т. е. уменьшить паразитные межвитковые емкости и индуктивности рассеяния.

При быстрых изменениях магнитного потока во время работы блокинг-генератора резко возрастают потери от вихревых токов. Поэтому пластины сердечника выполняют тонкими (до сотых долей миллиметра) и изолируют друг от друга.

В малогабаритных импульсных трансформаторах в качестве сердечников используют ферритовые кольца.

Обмотки трансформатора чаще всего делают однослойными. Первичная обмотка обычно имеет 50—200 витков, а коэффициент трансформации  $n_c = \frac{\omega_c}{\omega_a}$  выбирается в пределах 0,25—1.

В некоторых случаях трансформаторы имеют не две, а три обмотки.

Третья обмотка связывает блокинг-генератор с нагрузкой, а также используется для синхронизации или запуска ждущего блокинг-генератора. Однако дополнительные обмотки увеличивают паразитные параметры схемы и форма трансформируемых импульсов ухудшается.

Выходные импульсы могут сниматься с третьей (нагрузочной) обмотки, с сетки или с анода.

#### § 7-4. РАЗНОВИДНОСТИ БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОРОВ

Существуют многочисленные разновидности блокинг-генераторов, которые наряду с основной схемой широко используются в импульсной технике. Рассмотрим некоторые из них.

##### Разновидности основной схемы

Работа схем, приведенных на рис. 7-3, принципиально не отличается от работы основной схемы.

В схеме на рис. 7-3, а конденсатор  $C$  включен за сеточной обмоткой трансформатора, а на рис. 7-3, б  $C$  и  $R_c$  соединены параллельно. Помимо обратной связи между анодной и сеточной цепями, применяют связь анодной и катодной цепей (рис. 7-3, в), катодной цепи с сеточной (рис. 7-3, г) и связь всех трех цепей между собой (рис. 7-3, д). Во всех этих случаях включение обмоток осуществляется таким образом, что в схеме имеет место положительная обратная связь и условия скачка выполняются.

##### Блокинг-генератор с положительным смещением

Стабильность частоты блокинг-генератора зависит от постоянства параметров элементов схемы и стабильности напряжения анодного питания. Как и в мультивибраторе, для повышения стабильности

частоты колебаний необходимо увеличить крутизну кривой экспоненциального разряда сеточного конденсатора с тем, чтобы уровень, соответствующий отпиранию лампы, пересекался ею более круто.

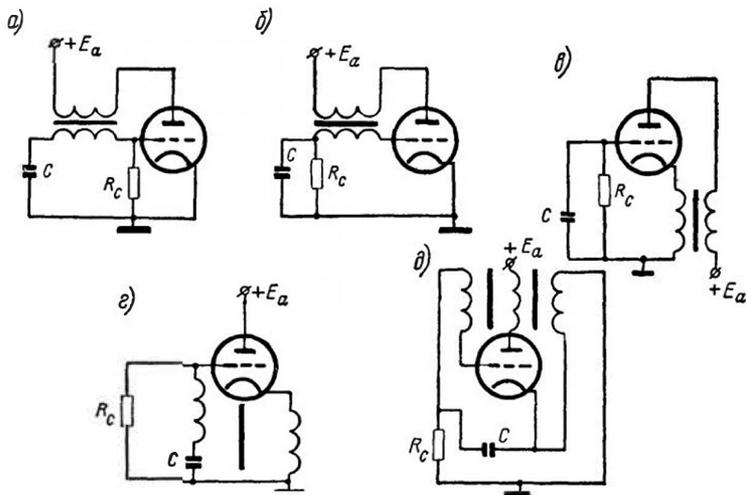


Рис. 7-3. Разновидности основной схемы блокинг-генератора

Увеличение крутизны экспоненты обеспечивается подключением сопротивления утечки  $R_c$  к источнику анодного питания (рис. 7-4, а). В этом случае разряд конденсатора в интервале между импульса-

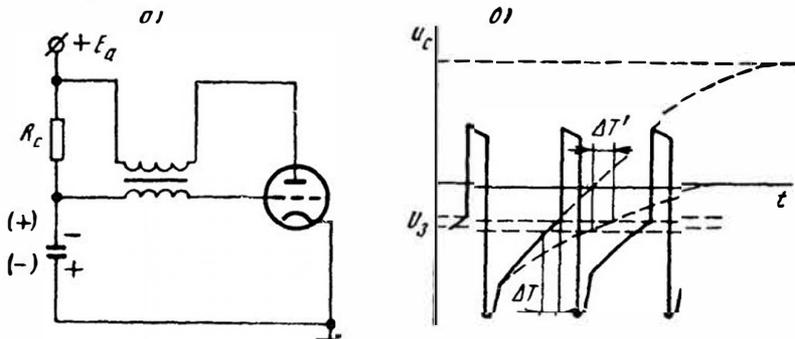


Рис. 7-4. Блокинг-генератор с положительным смещением

ми происходит по цепи: нижняя (положительно заряженная) обкладка — корпус — источник  $E_a$  — сопротивление  $R_c$  — верхняя (отрицательно заряженная) обкладка. В результате разряда потенциал сетки повышается по экспоненциальному закону, стремясь к уровню  $u_c = E_a$ , а не к нулю, как в основной схеме. При этом, как показано на рис. 7-4, б, кривая разряда пересекает уровень

$u_c = -U_3$  своим начальным крутым участком и изменение  $E_a$  ( $U_3$ ) значительно меньше сказывается на частоте колебаний (ср.  $\Delta T$  и  $\Delta T'$ ).

Следует отметить, что в процессе разряда конденсатора уровень  $u_c = E_a$ , также как и уровень  $u_c = 0$ , не достигается в силу того, что раньше при  $u_c = -U_3$  происходит опрокидывание схемы блокинг-генератора.

Благодаря большой крутизне экспоненты в схеме с положительным смещением уровень отпирания лампы достигается быстрее, чем в основной схеме. Поэтому при одинаковых параметрах схем, период генерируемых колебаний в первом случае оказывается меньше, чем во втором.

### Блокинг-генератор с контуром ударного возбуждения

Еще большую стабильность частоты можно получить при включении в сеточную цепь блокинг-генератора колебательного контура  $L_k - C_k$  (рис. 7-5, а).

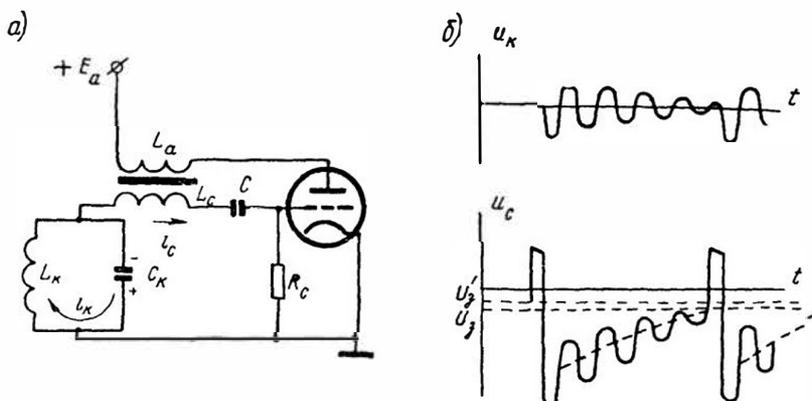


Рис. 7-5. Блокинг-генератор с контуром ударного возбуждения

В такой схеме емкость  $C_k$ , включенная последовательно с емкостью  $C$ , во время формирования плоской вершины импульса заряжается сеточным током  $i_c$ . После запираания лампы конденсатор  $C_k$  разряжается через катушку  $L_k$  и в контуре возникают свободные затухающие колебания, которые срываются в процессе формирования очередного импульса, так как появление сеточного тока приводит к резкому уменьшению сопротивления участка сетка-катод лампы, шунтирующего контур.

Таким образом, во время паузы напряжение на сетке  $u_c$  складывается из напряжения на конденсаторе  $C$ , разряжающемся через  $L_c$ ,  $L_k$  и  $R_c$ , и напряжения на контуре  $L_k - C_k$ . Поэтому момент отпирания лампы, а следовательно, и период колебаний блокинг-

генератора зависят от момента пересечения суммарной кривой напряжения  $u_c$  уровня  $u_c = -U_3$  (рис. 7-5, б).

Элементы контура выбирают так, чтобы частота его собственных колебаний  $f_k$  в 5—10 раз превосходила частоту колебаний блокинг-генератора  $f$ . Обычно емкость контура  $C_k = (5-10)C$ , а индуктивность контурной катушки  $L_k$  экспериментально подбирают с таким расчетом, чтобы  $f_k = (5-10)f$ , а суммарная кривая  $u_c$  пересекала уровень запирающей лампы самым крутым участком. Благодаря последнему нестабильность напряжения  $E_a$  значительно меньше сказывается на периоде колебаний блокинг-генератора. Если, например, уменьшение  $E_a$  вызывает повышение уровня запирающей лампы до  $-U_3$  (рис. 7-5, б), то период колебаний почти не меняется. Длительность генерируемых импульсов в рассмотренной схеме меньше, чем в основной, уже потому, что при последовательном включении  $C$  и  $C_k$  общая емкость в сеточной цепи уменьшается.

### § 7-5. БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОР НА ТРАНЗИСТОРЕ

Подобно другим импульсным устройствам блокинг-генератор может быть выполнен на транзисторе. Работа его принципиально не отличается от работы ламповой схемы. Однако, учитывая особенности транзистора, целесообразно с качественной стороны рассмотреть процессы, происходящие в таком генераторе.

По соображениям, изложенным в § 5-3, основной является схема с отрицательной базой (рис. 7-6, а), представляющая собой аналог ламповой схемы с положительной сеткой.

Начнем рассмотрение процесса с момента времени  $t_1$  (рис. 7-6, б), когда напряжение  $u$  на разряжающемся конденсаторе  $C$  спадает до нуля и эмиттерный переход триода отпирается. При этом через транзистор и коллекторную обмотку трансформатора  $Tr$  начинает проходить ток  $i_k$ , вызывающий появление э. д. с. самоиндукции  $e_1$  и взаимной индукции  $e_2$  с полярностью, указанной на рис. 7-6, а. Вследствие этого потенциал коллектора  $u_k = -E_k + e_1$  становится менее отрицательным, а потенциал базы при правильном включении базовой обмотки трансформатора — более отрицательным ( $u_b = -e_2$ ). Последнее приводит к еще большему отпираанию эмиттерного перехода — к увеличению коллекторного тока, что вызывает дальнейшее повышение  $u_k$  и понижение  $u_b$  и т. д. Развивающийся лавинообразный процесс ограничивается нелинейными свойствами транзистора, т. е. переходом рабочей точки в область насыщения, когда дальнейшее изменение тока базы перестает вызывать изменение тока коллектора. К этому моменту потенциал коллектора возрастает на величину  $U_m$  и становится равным  $U_{k \text{ min}} = -E_k + U_m$ , а потенциал базы достигает максимального отрицательного значения  $U_{b \text{ max}} = -nU_m$  (рис. 7-6, б), где  $n$  — коэффициент трансформации.

В силу кратковременности рассмотренного процесса заряд конденсатора  $C$  практически начинается с момента насыщения транзистора и происходит по цепи: корпус — эмиттерный переход — базовая обмотка трансформатора —  $C$  — корпус. При этом конденсатор заряжается до напряжения  $U$  с постоянной времени;

$$\tau_3 = C r_{бэ} = C \frac{U_{бм}}{I_{бм}} = \frac{nU_M}{I_{бм}} C.$$

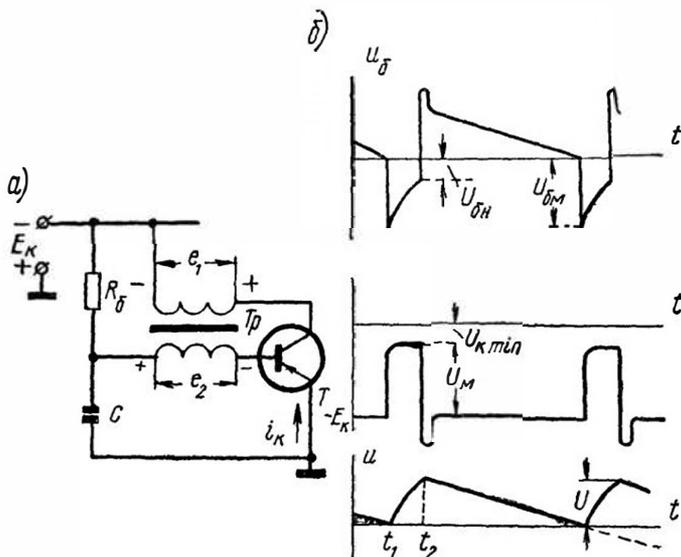


Рис. 7-6. Основная схема блокинг-генератора на транзисторе

По мере заряда конденсатора потенциал базы ( $u_б = -e_2 + u$ ) становится менее отрицательным (рис. 7-б, б). Однако ток коллектора при этом уменьшается слабо, так как триод работает в области глубокого насыщения, и потенциал коллектора  $U_{к\ min} \approx \text{const}$ . Так формируется плоская вершина импульса.

По аналогии с ламповой схемой длительность импульса ориентировочно определяют из выражения

$$t_n \approx \frac{2nU_M}{I_{бм}} C.$$

В момент времени  $t_2$  потенциал базы достигает значения  $U_{бн}$  и транзистор выходит из режима насыщения. Как только рабочая точка переместится в активную область выходных характеристик, ток коллектора с повышением потенциала базы уменьшится и обусловит уменьшение э. д. с.  $e_1$  и  $e_2$ . В результате потенциал коллектора  $u_к = -(E_к - e_1)$  станет более отрицатель-

ным, а потенциал базы  $u_6 = U - e_2$  более положительным. Это приведет к уменьшению коллекторного тока и дальнейшему уменьшению  $e_1$  и  $e_2$  и т. д., т. е. к обратному лавинообразному скачку. При этом рабочая точка весьма быстро переместится по характеристикам в область отсечки — произойдет запираание транзистора. Теперь магнитный поток начинает быстро спадать и э. д. с.  $e_1$  и  $e_2$  меняют полярность, за счет чего в кривых коллекторного и базового напряжений наблюдаются кратковременные выбросы.

После такого опрокидывания начинается разряд конденсатора с постоянной времени  $\tau_p = CR_6$  по цепи: положительно заряженная обкладка —  $R_6$  — ( $-E_k$ ) — корпус — отрицательно заряженная обкладка. В процессе разряда (во время паузы  $t_n$ ) напряжение на конденсаторе стремится измениться от  $U$  до  $-E_k$ , так что

$$u = -E_k + (U + E_k) e^{-\frac{t}{\tau_p}}. \quad (7-11)$$

Одновременно потенциал базы  $u_6 = u$  сравнительно медленно понижается и в момент, когда  $u_6 = 0$ , происходит новый лавинообразный процесс, с которого начинается формирование очередного импульса.

Подставляя в выражение (7-11)  $u = 0$  и  $t = t_n \approx T$ , находим период колебаний

$$T \approx R_6 C \ln \left( 1 + \frac{U}{E_k} \right),$$

где по аналогии с ламповой схемой (выражение 7-8)

$$U = \left( U_{отс} + \frac{I_{6н}}{2C} t_n \right) \approx \frac{I_{6н}}{2C} t_n.$$

Отметим, что при рассмотрении формирования импульсов не учитывались инерционность транзистора, выход его из насыщения и обратные токи запертых переходов, поэтому описанные процессы дают лишь приближенное представление о работе блокинг-генератора.

Указанные факторы увеличивают длительность импульса и длительность его фронтов, а также несколько повышают частоту колебаний.

## § 7-6. РАБОТА БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОРА В ЖДУЩЕМ РЕЖИМЕ

Подобно мультивибратору блокинг-генератор может работать в ждущем режиме, который обеспечивается подачей отрицательного смещения  $U_{см}$  в цепь сетки (рис. 7-7, а). При этом до прихода пускового импульса лампа надежно заперта (рис. 7-7, б).

Положительный запускающий импульс с амплитудой  $U_m > |U_{см} - U_3|$  отпирает лампу и схема генерирует импульс. По окончании последнего конденсатор  $C$  разряжается через  $w_c$ , ис-

точник смещения и сопротивление  $R_c$  только до напряжения  $U_{см} < U_z$  и лампа остается запертой до прихода очередного пускового импульса. Следовательно, в отличие от автоколебательного режима частота генерируемых импульсов не зависит в данном случае от параметров схемы, а определяется частотой запускающих импульсов.

Запуск ждущих блокинг-генераторов осуществляют так, чтобы исключалось взаимное влияние цепи запуска и блокинг-генератора. Существуют два основных метода запуска: параллельный и последовательный.

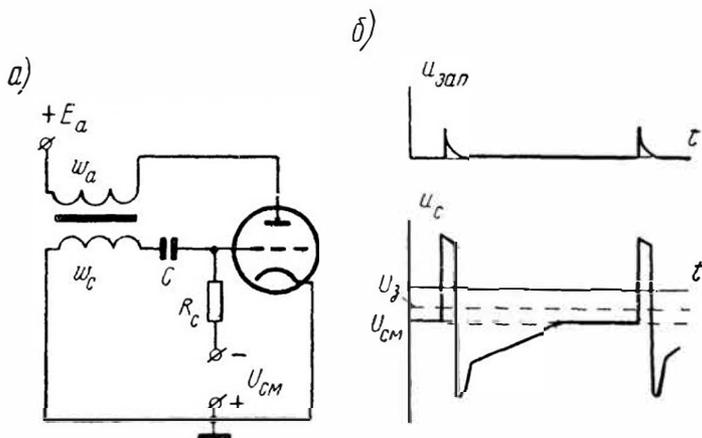


Рис. 7-7. Ждущий блокинг-генератор

При параллельном запуске (рис. 7-8) сопротивление запускающей цепи должно быть велико, так как она подключается параллельно лампе блокинг-генератора.

В схеме на рис. 7-8, а положительный пусковой импульс поступает на сетку левой половины лампы и в анодной цепи появляется отрицательный импульс, который через трансформатор передается на сетку запертой лампы блокинг-генератора. При правильном включении концов сеточной обмотки трансформатора этот импульс повышает потенциал сетки до потенциала отпирания  $U_z$ , после чего начинается блокинг-процесс. За счет малой длительности пускового импульса через левую половину лампы почти все время течет неизменный ток и через трансформатор влияние цепи запуска на работу блокинг-генератора не ощущается.

В схеме на рис. 7-8, б запускающая цепь содержит разделительный диод  $L_1$ , через который отрицательный запускающий импульс подается на анод лампы блокинг-генератора, а оттуда через трансформатор на сетку лампы  $L_2$ . При соответствующем подключении концов сеточной обмотки потенциал сетки повышается и при

достижений уровня отпирания начинается процесс формирования импульса. При этом лампа  $\Lambda_2$  отпирается, потенциал ее анода резко падает и лампа  $\Lambda_1$  запирается, благодаря чему цепь запуска не оказывает влияния на формирование импульса.

При последовательном запуске (рис. 7-8) сопротивление запускающей цепи должно быть мало, так как цепь запуска включается последовательно в схему блокинг-генератора.

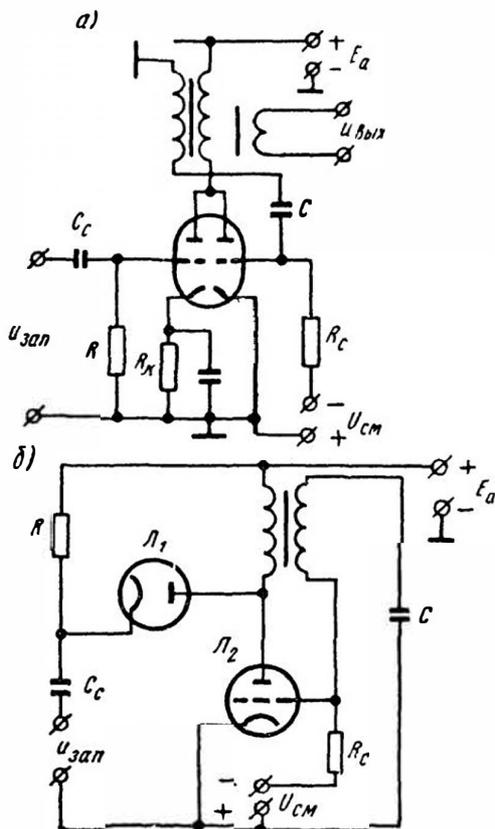


Рис. 7-8. Схемы параллельного запуска ждущих блокинг-генераторов

В схеме на рис. 7-9, а в запускающей цепи используется катодный повторитель, собранный на левой половине лампы. Положительный запускающий импульс поступает на сетку катодного повторителя, в той же полярности выделяется на его нагрузке  $R_k$  и через конденсатор  $C$  поступает на сетку лампы блокинг-генератора, отпирая ее. Таким образом, в цепь сетки блокинг-генератора оказывается последовательно включенным выходное сопротивление катод-

ного повторителя, которое на его работу не влияет, так как мало по сравнению с другими сопротивлениями в сеточной цепи.

В схеме на рис. 7-9, б запускающий импульс положительной полярности через небольшое сопротивление  $R$  вводится в цепь сетки лампы блокинг-генератора ( $\Lambda_2$ ), отпирает ее и схема генерирует импульс. Во время формирования заднего фронта импульса в цепи сетки блокинг-генератора выделяется значительный отрицательный перепад напряжения, который через сопротивление  $R$  может посту-

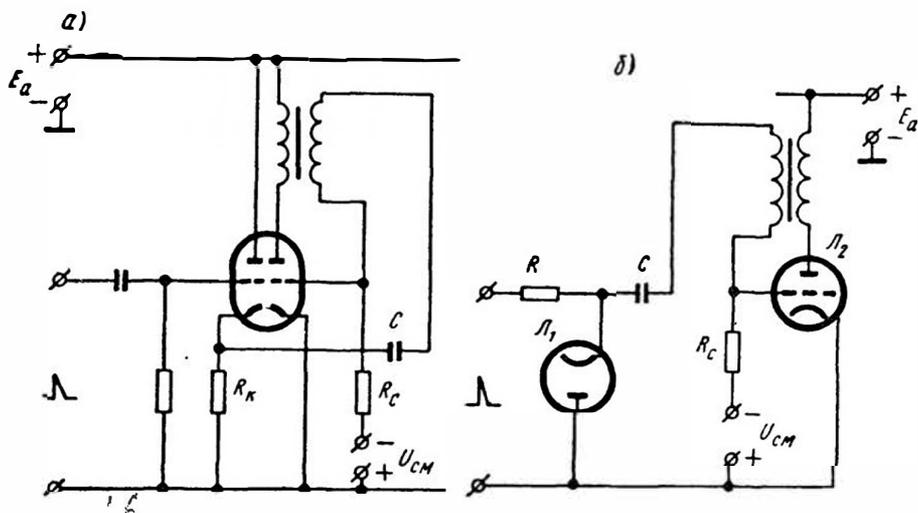


Рис. 7-9. Схемы последовательного запуска ждущих блокинг-генераторов

пить в цепь запуска. Для устранения этого в цепь запуска включают диод  $L_1$ , отпираясь отрицательным выбросом, он замыкает сеточную цепь и блокирует источник запускающих импульсов.

### § 7-7. РАБОТА БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОРА В РЕЖИМЕ СИНХРОНИЗАЦИИ И ДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТЫ

В автоколебательном режиме блокинг-генератору свойственна относительно низкая стабильность частоты. В целях ее повышения блокинг-генератор синхронизируют синхроимпульсами.

Используя схемы запуска, изображенные на рис. 7-8 и 7-9, синхроимпульсы можно подводить к различным электродам лампы, но с таким расчетом, чтобы на сетку действовали импульсы положительной полярности.

Принципиально работа блокинг-генератора в режиме синхронизации частоты не отличается от работы мультивибратора в том же режиме. Она сводится к тому, что синхроимпульсы с периодом

$T_{\text{син}} < T_{\text{бл. ген}}$  открывают запертую лампу блокинг-генератора несколько раньше того момента, в который она открылась бы самостоятельно (рис. 7-10, а). При этом стабильность частоты блокинг-генератора определяется стабильностью частоты синхронизирующих импульсов.

Как и мультивибратор, блокинг-генератор может быть использован и для деления частоты. В этом режиме период колебаний блокинг-генератора должен быть в несколько раз больше периода следования синхроимпульсов, а амплитуда их небольшой, чтобы лампа блокинг-генератора отпиралась не каждым синхроимпульсом, а через определенное число периодов (рис. 7-10, б).

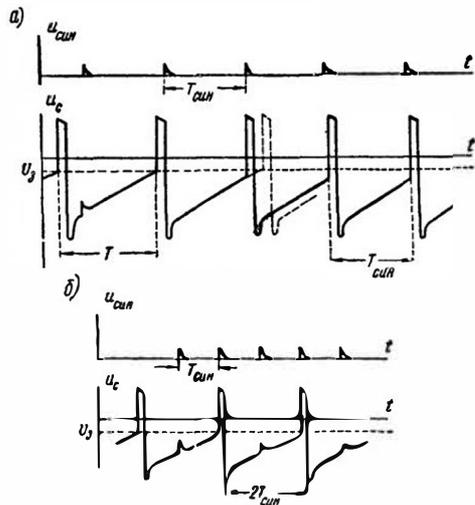


Рис. 7-10. Блокинг-генератор в режиме синхронизации и деления частоты

## § 7-8. РАСЧЕТ БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОРА

Произведем расчет основной схемы блокинг-генератора (рис. 7-1, а).

Для расчета обычно задают: амплитуду выходных импульсов  $U_m$ , частоту повторения импульсов  $f$ , длительность импульса  $t_n$  и напряжение анодного питания  $E_a$ .

Пусть  $f = 1000$  гц,  $U_m \geq 50$  в,  $t_n = 1$  мксек и  $E_a = 200$  в. Сопротивление нагрузки будем считать значительным, так что размагничивающим действием тока  $i_n$  пренебрегаем.

1. В соответствии с рекомендациями, приведенными в § 7-3, выбираем лампу с большой крутизной, большой мощностью, рассеиваемой анодом и управляющей сеткой, и малыми междуэлектродными емкостями.

Исходя из этого, возьмем триод 6Н1П, для которого  $S = 3,2$  ма/в,  $P_{a. доп} = 2$  вт,  $C_{ак} = 1,75$  пф и  $C_{ск} = 3,8$  пф.

2. Определяем с помощью семейства статических анодных или анодно-сеточных характеристик напряжение запираения лампы при заданном  $E$ .

В рассматриваемом случае  $U_з = -7$  в.

3. В соответствии с заданной длительностью импульса выбираем импульсный трансформатор.

В данном случае для  $t_n = 1$  мксек подходит импульсный трансформатор МИТ-4, у которого  $n_c = 1$ .

4. Строим на семействе анодных характеристик лампы  $i_a = f(u_a)$  динамическую характеристику анодного тока. Для этого в выражение (7-4) подставляем значение  $E_a$ ,  $U_s$  и  $n_c$ , задаемся несколькими значениями  $u_c$ , подсчитываем соответствующие им значения  $u_a$ , наносим точки с рассчитанными координатами на семейство характеристик и проводим через них кривую.

В нашем случае  $u_a = E_a - \frac{u_c + U_s}{n_c} = 200 - \frac{u_c + 7}{1}$ . Значения  $u_a$  при некоторых  $u_c$  приведены ниже:

$u_c, \text{ в}$	50	70	90	110	130	150	170
$u_a, \text{ в}$	143	123	103	83	63	43	23

Полученные точки наносим на характеристики и строим динамическую анодную характеристику (кривая 2 на рис. 7-11).

5. На семействе сеточных характеристик лампы строим динамическую характеристику сеточного тока. Для этого значения  $u_a$  и  $u_c$ , определенные в п. 4, наносим на семейство характеристик сеточного тока.

Для рассчитываемого случая такая кривая 1 построена на рис. 7-11.

6. Для  $n_c = 1$  выражение (7-5) переходит в равенство  $i_a = i_c$ , поэтому начало плоской вершины импульса определяется точкой пересечения кривых 1 и 2.

В данном случае  $I_{a \text{ max}} = 750 \text{ ма}$ ,  $I_{c \text{ max}} = 750 \text{ ма}$ ,  $U_{c \text{ max}} = 70 \text{ в}$ ,  $U_{a \text{ min}} = 120 \text{ в}$ .

7. Проверяем, обеспечивает ли выбранная лампа заданную амплитуду импульса. Для этого величину  $U_m = E_a - U_{a \text{ min}}$  сравниваем с заданным значением  $U_m$ .

В данном случае  $U_m = 200 - 120 = 80 \text{ в} > 50 \text{ в}$ .

8. Проверяем тепловой режим анода и сетки выбранной лампы:

$$P_{a \text{ ср}} = \frac{I_{a \text{ max}} U_{a \text{ min}}}{q}, \quad P_{c \text{ ср}} = \frac{I_{c \text{ max}} U_{c \text{ max}}}{q}, \quad q = \frac{T}{t_*} = \frac{1}{f t_u}$$

В нашем примере

$$q = \frac{1}{10^3 \cdot 1 \cdot 10^{-6}} = 10^3, \quad P_{a \text{ ср}} = \frac{750 \cdot 10^{-3} \cdot 120}{10^3} = 0,09 \text{ вт} < 2 \text{ вт},$$

$$P_{c \text{ ср}} = \frac{750 \cdot 10^{-3} \cdot 70}{10^3} = 0,052 \text{ вт} < 0,2 \text{ вт}, \quad P_{a \text{ доп}} = 0,4 \text{ вт}$$

9. Определяем величину емкости  $C$ , пользуясь формулой (7-6),

$$C = \frac{t_{н} I_{с. \max}}{2U_{с. \max}}, \quad C = \frac{1 \cdot 10^{-6} \cdot 750 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 70} = 5350 \text{ нф.}$$

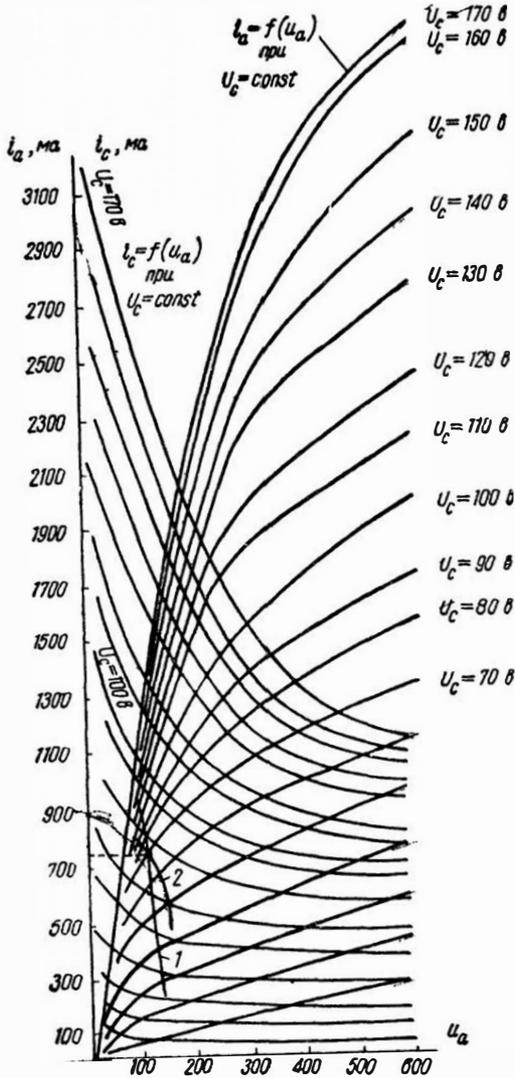


Рис. 7-11. Импульсные характеристики лампы 6Н1П

Выбираем по ГОСТу конденсатор емкостью  $C = 5600$  пф.  
 10. Определяем величину сопротивления  $R_c$ , пользуясь формулой (7-7),

$$R_c = \frac{T}{2,3 C \lg \frac{U}{U_3}},$$

где в соответствии с выражением (7-8)

$$U = - \left( U_3 + \frac{I_{c. \max}}{2C} t_n \right) = - \left( 7 + \frac{750 \cdot 10^{-3} \cdot 1 \cdot 10^{-6}}{2 \cdot 5600 \cdot 10^{-12}} \right) = 75 \text{ в.}$$

Отсюда

$$R_c = \frac{1 \cdot 10^{-3}}{2,3 \cdot 5600 \cdot 10^{-12} \lg \frac{75}{7}} \approx 78 \text{ ком.}$$

Выбираем по ГОСТу  $R_c = 75$  ком,  $P = 0,25$  вт.

11. Рассчитываем величины элементов фильтра в соответствии с формулами (7-9) и (7-10):

$$C_\phi = \frac{I_{a. \max} t_n}{0,05 E_a}, \quad C_\phi = \frac{750 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-6}}{0,05 \cdot 200} = 0,075 \text{ мкф}, \quad R_\phi = 1,6 \frac{T}{C_\phi},$$

$$R_\phi = 1,6 \frac{10^{-3}}{0,075 \cdot 10^{-6}} = 21,4 \text{ ком.}$$

Выбираем по ГОСТу конденсатор  $C_\phi = 0,075$  мкф и сопротивление  $R_\phi = 22$  ком.

Если полученное значение  $U_m$  меньше заданного, то следует увеличить  $E_a$  или выбрать другую лампу.

Когда задается сопротивление внешней нагрузки  $R_n$  и импульс напряжения на ней  $U_{m.n}$ , то правая часть уравнения (7-5) дополняется членом

$$i_{II} n_n = \frac{U_{m.n}}{R_n} n_n = \frac{U_m}{R_n} n_n^2 = \frac{E_a - u_a}{R_n} n_n^2,$$

а требуемый импульс напряжения  $U_m$  на аноде лампы определяется как  $U_m = \frac{U_{m.n}}{n_n}$ .

---

## Глава 8

### ГЕНЕРАТОРЫ ЛИНЕЙНО ИЗМЕНЯЮЩЕГОСЯ НАПРЯЖЕНИЯ

#### § 8-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

В ряде импульсных устройств, например в схемах точного измерения времени, радиолокационных и телевизионных индикаторах, в устройствах задержки импульсов на калиброванное время, используются линейно изменяющиеся напряжения. Такие напряжения получают путем заряда или разряда конденсатора.

Заряд и разряд конденсатора происходят по экспоненциальному закону. Лишь начальный участок напряжения на конденсаторе  $u_c$ , в пределах которого ток заряда или разряда не успевает значительно измениться, считается линейным. В дальнейшем по мере заряда (разряда) конденсатора ток убывает и скорость изменения напряжения на нем уменьшается.

Возможны два способа получения линейной зависимости  $u_c = f(t)$ . Один из них заключается в использовании начального, линейного участка экспоненты, другой — в стабилизации тока заряда или разряда конденсатора. Заряд, сообщаемый конденсатору или отбираемый от него,  $Q = It$ . Имея в виду, что  $Q = u_c C$ , можно записать  $u_c = \frac{It}{C}$ , т. е. напряжение на конденсаторе изменяется пропорционально времени  $t$  при  $I = \text{const}$ .

Различают генераторы линейно нарастающего напряжения и линейно падающего напряжения. В работе первых используется явление линейного заряда конденсатора, в работе вторых — явление линейного разряда.

#### § 8-2. ГЕНЕРАТОРЫ ЛИНЕЙНО НАРАСТАЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ

##### Генератор линейно нарастающего напряжения на газоразрядной лампе

Рассмотрим вначале простейшую схему генератора линейно нарастающего напряжения на тиратроне (рис. 8-1, а). Сеточное смещение  $U_{см}$  выбрано с таким расчетом, что тиратрон зажигается только при определенном напряжении на аноде  $u_a = U'_{важ}$ . Сразу

после подключения источника анодного питания в момент  $t_1$  тиратрон заперт, так как напряжение  $u_a$  за счет наличия конденсатора  $C$  не может скачком измениться. Заряд конденсатора происходит медленно через большое сопротивление  $R$  и к моменту  $t_2$  (рис. 8-1, б) напряжение на нем, т. е. на аноде лампы, повышается до уровня зажигания  $U_{зж}$ . После зажигания сопротивление тиратрона резко уменьшается и конденсатор через него быстро разряжается. В процессе разряда напряжение на аноде тиратрона понижается и в момент  $t_3$  он гаснет, после чего конденсатор снова начинает медленно заряжаться.

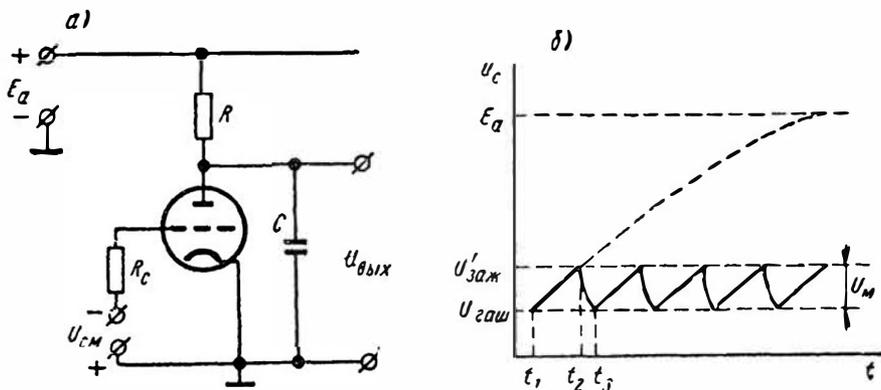


Рис. 8-1. Генератор линейно нарастающего напряжения на тиратроне

Таким образом, на выходе схемы формируется линейно нарастающее (пилообразное) напряжение с амплитудой  $U_M = U'_{зж} - U_{гаш}$  и с периодом  $T = t_3 - t_1$ , который в основном определяется временем заряда конденсатора.

После погасания в тиратроне идет процесс деионизации (рекомбинации). Длительность его должна быть много меньше длительности прямого хода «пилы»  $t_2 - t_1$ . В противном случае тиратрон зажжется преждевременно, так как значительное количество неуспевших рекомбинировать электронов сможет обеспечить ударную ионизацию при  $u_a < U'_{зж}$ . При этом амплитуда пилообразного напряжения снизится.

Благодаря указанному рассмотренная схема применяется в устройствах, не требующих высокой частоты пилообразного напряжения (в осциллографах с небольшой скоростью развертки).

### Генератор линейно нарастающего напряжения на электронной лампе

Более универсальной является схема, использующая вакуумную лампу (рис. 8-2, а). Сопротивление утечки присоединено к положи-

тельному зажиму источника  $E_a$  и сетка имеет положительный потенциал

$$U_{c0} = \frac{E_a}{R_c + r_0} r_0, \quad (8-1)$$

где  $r_0$  — сопротивление промежутка сетка-катод открытой лампы.

Поэтому до поступления входного импульса по лампе проходит относительно большой ток, что обеспечивает меньшую величину остаточного напряжения  $U_{a. \min}$  на аноде — на конденсаторе  $C$ .

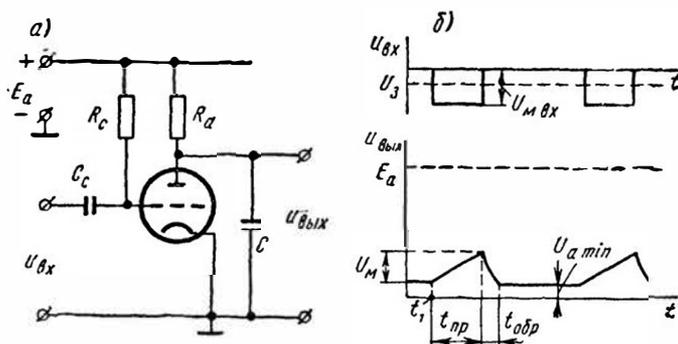


Рис. 8-2. Генератор линейно нарастающего напряжения на электронной лампе

Отрицательным импульсом, поступающим на вход схемы, лампа запирается и происходит заряд конденсатора с постоянной времени  $\tau_3 = CR_a$  (рис. 8-2, б). Обычно выбирают

$$U_{м. вх} = (1,5 \div 2) |U_3|. \quad (8-2)$$

После окончания входного импульса лампа отпирается и конденсатор разряжается через нее с постоянной времени  $\tau_p \approx CR_i$ .

Для обеспечения достаточной линейности выходного напряжения постоянная времени заряда должна быть сравнительно большой. Это достигается путем увеличения сопротивления  $R_a$ , так как с увеличением емкости  $C$  растет и постоянная времени разряда  $\tau_p$ .

Обычно время обратного хода «пилы»  $t_{обр}$  (рис. 8-2, б) задают значительно меньше  $t_{пр}$ , т. е. должно выполняться условие  $\tau_p \ll \tau_3$ . Для обеспечения его величина  $C$  должна быть небольшой ( $\tau_p \approx CR_i$ ). Чтобы при небольшой величине емкости напряжение на ней медленно увеличивалось, ток заряда  $i_c$  должен быть небольшим, т. е. величина анодной нагрузки должна быть значительной:

$$R_a = \frac{E_a - U_{a. \min}}{i_{c. \text{нач}}}, \quad (8-3)$$

где  $i_{c. \text{нач}}$  — начальный ток заряда конденсатора, когда  $u_c = U_{a. \min}$ .

Как следует из § 3-5  $i_{c. \text{нач}} = I_{a0}$ .

В процессе заряда напряжение на конденсаторе нарастает от величины  $U_{C0} = U_{a. \text{ мин}}$ , стремясь к  $E_a$ , т. е. изменяясь по закону

$$u_C = U_{C0} + (E_a - U_{C0}) \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_3}} \right). \quad (8-4)$$

К моменту окончания прямого хода ( $t = t_{\text{пр}}$ )

$$u_{C. \text{ кон}} = U_{C0} + (E_a - U_{C0}) \left( 1 - e^{-\frac{t_{\text{пр}}}{\tau_3}} \right).$$

В результате полное изменение напряжения на конденсаторе за время  $t_{\text{пр}}$ , т. е. амплитуда пилообразного напряжения на выходе схемы

$$U_M = u_{C. \text{ кон}} - U_{C0} = (E_a - U_{C0}) \left( 1 - e^{-\frac{t_{\text{пр}}}{\tau_3}} \right). \quad (8-5)$$

Важнейшими характеристиками генераторов линейно изменяющегося напряжения являются коэффициент использования анодного напряжения  $\varepsilon$  и коэффициент нелинейности  $\beta$ .

Первый показывает, насколько амплитуда пилообразного напряжения  $U_M$  меньше возможной амплитуды  $E_a - U_{C0}$ :

$$\varepsilon = \frac{U_M}{E_a - U_{C0}}. \quad (8-6)$$

Второй определяет величину отклонения действительной кривой изменения напряжения на конденсаторе от идеализированной. Поскольку причиной нелинейности является изменение скорости заряда конденсатора, то коэффициент нелинейности

$$\beta = \frac{\Delta v}{v_H},$$

где  $\Delta v$  — изменение скорости за время заряда;

$v_H$  — начальная скорость заряда конденсатора.

Чем меньше  $\beta$ , тем выше линейность кривой напряжения.

В соответствии с выражением (8-4) скорость заряда конденсатора  $\frac{du_C}{dt}$  в начале ( $t = 0$ ) и в конце заряда ( $t = t_{\text{пр}}$ ):

$$v_H = \frac{du_C}{dt} = \frac{E_a - U_{C0}}{\tau_3} \quad \text{и} \quad v_{\text{кон}} = \frac{E_a - U_{C0}}{\tau_3} e^{-\frac{t_{\text{пр}}}{\tau_3}}.$$

Из выражения (8-5)

$$e^{-\frac{t_{\text{пр}}}{\tau_3}} = 1 - \frac{U_M}{E_a - U_{C0}},$$

откуда

$$v_{\text{кон}} = \frac{E_a - U_{C0}}{\tau_3} \left( 1 - \frac{U_M}{E_a - U_{C0}} \right).$$

Следовательно, и изменение скорости за время заряда

$$\Delta v = v_{\text{н}} - v_{\text{кон}} = \frac{U_{\text{м}}}{\tau_3},$$

а коэффициент нелинейности

$$\beta = \frac{\Delta v}{v_{\text{н}}} = \frac{U_{\text{м}} \tau_3}{\tau_3 (E_{\text{а}} - U_{\text{с0}})} = \frac{U_{\text{м}}}{E_{\text{а}} - U_{\text{с0}}}. \quad (8-7)$$

Из сравнения выражений (8-6) и (8-7) следует, что при коэффициенте нелинейности  $\beta = 0,01$  амплитуда пилообразного напряжения, вырабатываемого схемой на рис. 8-2, а, составляет всего 0,01  $E_{\text{а}}$ , т. е. коэффициент использования анодного напряжения очень низок. Это основной недостаток схем, в которых пилообразное напряжение получается за счет использования начального, приблизительно линейного участка экспоненты.

### Способы линеаризации линейно нарастающего напряжения

Пилообразное напряжение достаточной амплитуды при высоком коэффициенте использования анодного напряжения можно получить путем стабилизации зарядного тока конденсатора. Рассмотрим некоторые схемы с использованием токостабилизирующих элементов.

В схеме на рис. 8-3, а периодический заряд конденсатора осуществляется через нелинейный элемент — пентод. До поступления на вход схемы отрицательного управляющего импульса лампа  $L_1$  открыта и конденсатор  $C$  заряжен до некоторого небольшого напряжения  $U_{\text{с0}} = U_{\text{а1 min}}$ , так что почти все напряжение источника  $E_{\text{а}}$  приложено между анодом и катодом пентода:  $U'_{\text{ак}} = E_{\text{а}} - U_{\text{с0}}$ . С поступлением импульса на вход схемы лампа  $L_1$  запирается и конденсатор  $C$  начинает заряжаться через пентод  $L_2$ . В результате напряжение на  $L_2$  снижается и рабочая точка перемещается по характеристике (рис. 8-3, б) влево от точки  $a$ . Относительно линейное нарастание выходного напряжения возможно лишь до тех пор, пока ток пентода изменяется в небольших пределах, т. е. пока  $u_{\text{ак}}$  не станет равным  $U''_{\text{ак}}$ .

Пусть, например,  $E_{\text{а}} = 300 \text{ в}$ ,  $U_{\text{с0}} = 0,1 E_{\text{а}}$  и в качестве  $L_2$  используется пентод 6ЖЗП. Тогда при потенциалах экранирующей сетки 150 в и управляющей сетки — 1 в  $i_{\text{а}} \approx \text{const}$  при изменении  $u_{\text{ак}}$  от 270 в до 60 в (рис. 8-3, б). Это означает, что амплитуда пилообразного напряжения  $U_{\text{м}} = U'_{\text{ак}} - U''_{\text{ак}}$  составляет 210 в, т. е. коэффициент использования анодного напряжения

$$\varepsilon = \frac{U_{\text{м}}}{E_{\text{а}} - U_{\text{с0}}} = \frac{210}{270} = 0,78,$$

что значительно выше, чем в ранее рассмотренных схемах. Однако коэффициент нелинейности  $\beta$  при использовании максимально возможного перепада  $U'_{ак} - U''_{ак}$  получается сравнительно высоким, так как ток пентода все-таки изменяется.

Более низкий коэффициент нелинейности получают, стабилизируя величину анодного тока пентода введением отрицательной обратной связи (рис. 8-3, в). В этом случае с уменьшением  $i_a$  стано-

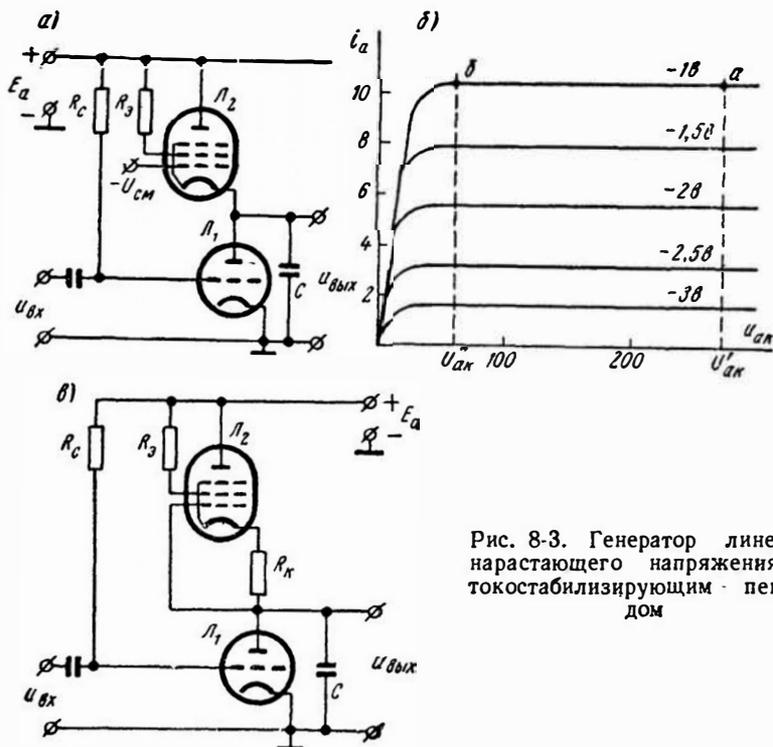


Рис. 8-3. Генератор линейно нарастающего напряжения с токостабилизирующим пентодом

вится меньше отрицательное сеточное смещение пентода ( $u_c = -i_a R_k$ ) и анодный ток изменяется значительно меньше.

Принципиально иной способ линеаризации пилообразного напряжения используется в схемах генераторов на рис. 8-4. Сущность этого способа сводится к тому, что напряжение источника, обеспечивающее заряд конденсатора, не остается постоянным, как в ранее рассмотренных схемах, а искусственно увеличивается по мере заряда. Если приращения напряжений конденсатора и источника равны, то ток заряда

$$i_c = \frac{(E + \Delta U) - (u_c + \Delta U)}{R} = \text{const},$$

т. е. напряжение на конденсаторе нарастает линейно.

Схема, изображенная на рис. 8-4, а, отличается от схемы на рис. 8-2. а наличием катушки  $L$ , которая выполняет роль дополнительного источника. После запираания лампы, когда по мере заряда конденсатора ток в анодной цепи уменьшается, в катушке создается э. д. с. самоиндукции  $e_L$ , стремящаяся поддержать ток неизменным. В соответствии с полярностью этой э. д. с., указанной на рисунке,  $E_a$  и  $e_L$  включены согласно. Поэтому зарядный ток изменяется в меньших пределах и  $u_{\text{вых}} = u_C$  нарастает более линейно.

В схеме на рис. 8-4, б до поступления входного отрицательного импульса лампа  $\Lambda_1$  открыта, конденсатор  $C$  заряжен до напряжения  $U_{C0} = = U_{a. \text{ min}}$ . В это же время конденсатор  $C_0$  заряжен через лампу  $\Lambda_3$  до напряжения  $U_0$ , которое не на много отличается от  $E_a$ .

Входной импульс запирает лампу  $\Lambda_1$  и конденсатор  $C$  начинает заряжаться по цепи:  $+ E_a - \Lambda_3 - R - C - \text{корпус} (-E_a)$  с постоянной времени  $\tau_3 \approx CR$ . Напряжение  $u_C$  поступает с него на сетку катодного повторителя  $\Lambda_2$ , так что потенциал катода  $\Lambda_2$  повышается. В результате потенциал точки  $a$  относительно корпуса становится выше  $E_a$  — диод  $\Lambda_3$  запирается и конденсатор  $C$  оказывается включенным в замкнутую цепь  $C_0 - R - C - R_k$ . В этой цепи конденсатор  $C_0$  выполняет роль источника постоянного напряжения  $U_0$ , так как емкость его выбирается большой и за время действия входного импульса, когда он разряжается на цепь  $C - R$ , напряжение на нем не успевает заметно снизиться.

Напряжение с выхода катодного повторителя  $u_{\text{вых}}$  действует согласно с напряжением  $U_0$ .

По мере заряда конденсатора  $C$  напряжение  $u_C$  увеличивается. Так как коэффициент передачи катодного повторителя  $K \approx 1$ , то  $u_{\text{вых}} \approx u_C$ , т. е. напряжение, приложенное к  $CR$ -цепи, возра-

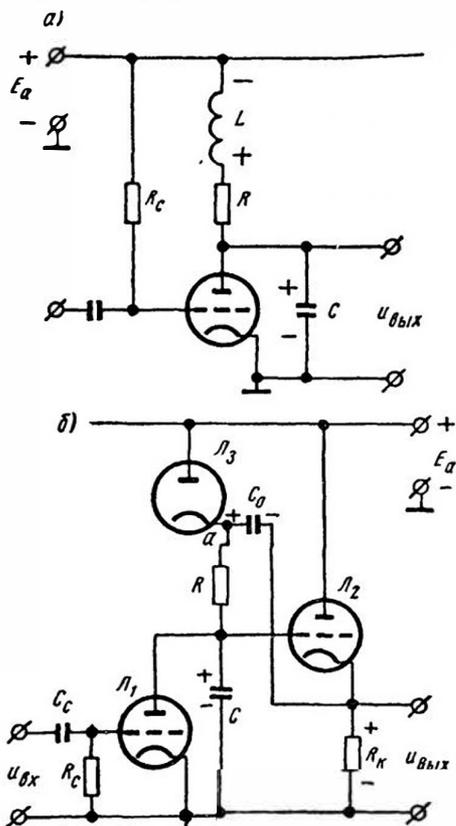


Рис. 8-4. Генераторы линейно нарастающего напряжения с повышенной линейностью

стает приблизительно также. Поэтому разность потенциалов  $U_0 + u_{\text{вых}} - u_C$ , под которой находится сопротивление  $R$ , почти не изменяется, ток заряда остается постоянным

$$i_C = \frac{U_0 + u_{\text{вых}} - u_C}{R}$$

и напряжение на конденсаторе нарастает линейно.

К моменту окончания входного импульса ( $t = t_{\text{пр}}$ ) приращение напряжения на конденсаторе

$$u_C = U_m = \frac{i_C}{C} t_{\text{пр}}, \quad (8-8)$$

а амплитуда напряжения на выходе схемы

$$U_{\text{м. вых}} = U_m K = \frac{i_C K}{C} t_{\text{пр}}, \quad (8-9)$$

где  $K$  — коэффициент передачи катодного повторителя.

Для того чтобы во время заряда конденсатора  $C$  емкость  $C_0$  не успевала заметно разрядиться, необходимо выполнить условие

$$C_0 \geq C \frac{5}{\beta}, \quad (8-10)$$

где  $\beta$  — коэффициент нелинейности выходного напряжения.

Кроме того, ток заряда конденсатора  $C$ , являющийся током разряда  $C_0$ , должен быть небольшим, что обеспечивается большим сопротивлением  $R$ .

Так как ток заряда конденсатора  $C$  сохраняется почти постоянным, то его величину можно определить в начале заряда, когда

$$U_0 \approx E_a, \quad U_C = U_{\text{а. min}} \quad \text{и} \quad U_{\text{вых}} \approx KU_{\text{а. min}}.$$

В этом случае

$$\begin{aligned} i_C &= \frac{U_0 + u_{\text{вых}} - u_C}{R} = \frac{E_a + KU_{\text{а. min}} - U_{\text{а. min}}}{R} = \\ &= \frac{E_a + U_{\text{а. min}}(K - 1)}{R}. \end{aligned} \quad (8-11)$$

Для нормальной работы рассмотренной схемы необходимо, чтобы в интервале между входными импульсами конденсатор  $C$  успевал разряжаться через открытую лампу  $L_1$ , а конденсатор  $C_0$  успевал подзарядиться от источника  $E_a$  через открывающуюся лампу  $L_3$ .

Первое условие выполняется при соблюдении неравенства

$$3CR_i < T_3 - t_{\text{пр}}, \quad (8-12)$$

где  $R_i$  — внутреннее сопротивление лампы  $L_1$ ;

$t_{\text{пр}}$  — длительность прямого хода «пилы», равная длительности запирающих импульсов;  
 $T_3$  — период их следования;  
 $T_3 - t_{\text{пр}}$  — длительность паузы между запирающими импульсами.  
 Второе условие выполняется при соблюдении неравенства

$$3C_0(R_d + R_{\text{вых}}) < T_3 - t_{\text{пр}}, \quad (8-13)$$

где  $R_d$  — внутреннее сопротивление диода  $L_3$ ;  
 $R_{\text{вых}} \approx \frac{1}{S}$  — выходное сопротивление катодного повторителя.

Выполнение условий (8-12) и (8-13) облегчается, если выбрать диод  $L_3$  с малым внутренним сопротивлением, а лампу катодного повторителя  $L_2$  с большой крутизной.

Важно также выбрать режим катодного повторителя таким образом, чтобы большой анодный ток имел место в отсутствие сеточных токов, что обеспечивает минимальные искажения пилообразного импульса на выходе схемы.

Безусловным преимуществом рассмотренной схемы перед ранее разобранными является резкое увеличение коэффициента использования анодного напряжения. Это объясняется непрерывным ростом напряжения на цепи  $CR$ , благодаря которому изменение напряжения на конденсаторе  $C$  при относительно малой нелинейности можно получить равным  $E_a - U_{a. \text{min}}$ .

Следовательно, максимальное напряжение на выходе схемы

$$U_{\text{м. вых}} = (E_a - U_{a. \text{min}}) K, \quad (8-14)$$

а коэффициент использования анодного напряжения

$$\epsilon = \frac{U_{\text{м. вых}}}{E_a} = \frac{(E_a - U_{a. \text{min}})}{E_a} K. \quad (8-15)$$

### § 8-3. ГЕНЕРАТОРЫ ЛИНЕЙНО ПАДАЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ

В основу действия генераторов линейно падающего напряжения положен разряд конденсатора. Существуют многочисленные разновидности таких генераторов, отличающиеся друг от друга способами линеаризации экспоненциального разряда.

Часто в цепи разряда применяют пентод, так как анодный ток его относительно мало меняется при изменении анодного напряжения.

Этот принцип использован в схеме, изображенной на рис. 8-5, а. Во время действия отрицательных входных импульсов, когда лампа заперта, происходит заряд конденсатора  $C$  от источника  $E_a$ . В интервале между импульсами конденсатор медленно разряжается через большое сопротивление открытого пентода (рис. 8-5, б). Несмотря на высокий коэффициент использования анодного напряжения ( $U_{\text{м}} \approx 0,8 E_a$ ), такой генератор обеспечивает сравнительно неболь-

шую линейность выходного напряжения, так как по мере разряда конденсатора, т. е. при уменьшении напряжения на лампе анодный ток пентода несколько уменьшается.

Значительно большей линейности напряжения на разряжающемся конденсаторе, как и в схемах

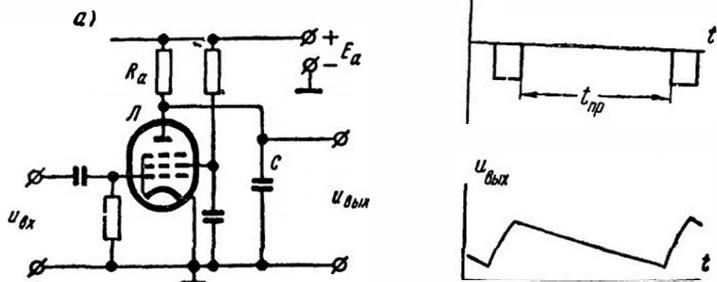


Рис. 8-5. Генератор линейно падающего напряжения

нарастающего напряжения, добиваются, используя отрицательную обратную связь, которая стабилизирует величину разрядного тока, обеспечивая примерное постоянство его.

В целом ряде генераторов, известных под названиями фантастроны, санатроны, санафанты, для линейризации экспоненты используется емкостная обратная связь.

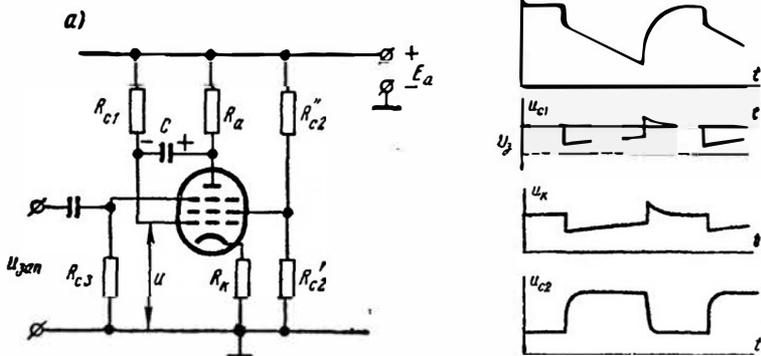


Рис. 8-6. Фантастронный генератор на пентоде

Из перечисленных генераторов наиболее широкое распространение получили фантастроны, работа которых и будет рассмотрена ниже.

В фантастронном генераторе, изображенном на рис. 8-6, а, в цепи разряда использован пентод. Конденсатор  $C$ , разряд которого

определяет работу схемы, включен между анодом и управляющей сеткой лампы. Такое включение обеспечивает отрицательную обратную связь, благодаря которой, как будет показано ниже, стабилизируется величина разрядного тока. В данном случае фантастрон является генератором с внешним запуском. При использовании пентода кратковременные запускающие импульсы падают на защитную сетку лампы.

Работа схемы сводится к периодическому заряду и разряду конденсатора  $C$ , в результате чего на аноде лампы формируются импульсы линейно падающего напряжения, а на экранирующей сетке — прямоугольные импульсы (рис. 8-6, б).

Рассмотрим работу фантастронного генератора, разделив процесс формирования импульса на ряд стадий.

**Стадия покоя.** Параметры схемы выбраны таким образом, что до поступления запускающего импульса лампа открыта по цепям управляющей и экранирующей сеток. При этом на сопротивлении  $R_k$  создается значительное напряжение, так что потенциал защитной сетки (соединенной с корпусом) оказывается много меньше потенциала катода и лампа по анодной цепи заперта.

Потенциал управляющей сетки относительно катода  $u_c \approx 0$ , так как сопротивление открытого промежутка сетка-катод намного меньше  $R_{c1}$ . Поэтому конденсатор  $C$  заряжен до напряжения  $E_a - U_k$ .

**Стадия опрокидывания.** С приходом положительного запускающего импульса потенциал защитной сетки повышается и лампа отпирается по цепи анода. Появившийся анодный ток создает на нагрузке  $R_a$  напряжение, вследствие чего потенциал анода понижается. Отрицательный скачок напряжения через конденсатор  $C$  поступает на управляющую сетку и понижает ее потенциал, в результате чего ток катода  $i_k$  и потенциал его  $u_k$  уменьшаются.

С уменьшением  $u_k$  разность потенциалов между катодом и защитной сеткой и тормозящее действие защитной сетки становятся меньше. Вследствие этого происходит увеличение анодного тока — потенциал анода понижается, в цепь управляющей сетки передается еще больший отрицательный скачок напряжения и т. д. — в схеме развивается лавинообразный процесс, в ходе которого уменьшается напряжение на аноде лампы, прекращается ток в цепи управляющей сетки и уменьшаются токи экранирующей сетки и катода. Лавинообразный процесс прекращается, когда рабочая точка по мере уменьшения потенциала управляющей сетки выходит на участок характеристики с малой крутизной.

Следует иметь в виду, что во время опрокидывания схемы, когда с анода на управляющую сетку передается значительный отрицательный скачок, лампа, естественно, не запирается по цепям всех электродов, т. е. ее катодный ток  $i_k$  не может стать равным нулю. В противном случае потенциал анода возрос бы, через конденсатор  $C$  положительный скачок передался бы на управляющую

сетку и лампа открылась. Уменьшение потенциала управляющей сетки (относительно корпуса) может составить несколько десятков вольт. Вместе с этим напряжение между сеткой и катодом остается выше напряжения запирающего, так как потенциал катода  $u_k$  тоже уменьшается.

За счет понижения потенциала катода защитная сетка не в состоянии запереть лампу по анодной цепи даже по окончании запускающего импульса.

**Рабочая стадия.** За время лавинообразного опрокидывания схемы напряжение на конденсаторе  $C$  практически не успевает измениться. После опрокидывания, когда лампа отпирается по анодной цепи, конденсатор начинает разряжаться (перезаряжаться) по цепи: лампа —  $R_k$  — корпус — источник  $E_a$  —  $R_{c1}$ ; причем потенциал его левой обкладки стремится к  $E_a$ .

Разряд конденсатора происходит по экспоненциальному закону и ток разряда  $i_p$  постепенно уменьшается. Поэтому потенциал управляющей сетки  $u = E_a - i_p R_{c1}$  увеличивается — анодный ток лампы возрастает, а потенциал анода  $u_a$  уменьшается. Через конденсатор  $C$  изменение  $u_a$  передается на управляющую сетку и уменьшает первоначальное изменение  $\Delta u$ . В начале разряда, когда скорость изменения  $i_p$ ,  $u$  и  $u_a$  велика, напряжение, передаваемое с анода на сетку, будет большим и значительно уменьшит  $\Delta u$ . Наоборот, в конце разряда, когда скорость изменения  $i_p$ ,  $u$  и  $u_a$  уменьшится, напряжение обратной связи станет меньше и не на много снизит  $\Delta u$ . В результате скорость изменения  $u$  в течение всего разряда оказывается почти постоянной. Так как в этой стадии  $u_k \approx \text{const}$ , то изменение напряжения между сеткой и катодом  $u_{c1} = u - u_k \approx u$  и  $u_a$  изменяется тоже линейно.

Легко показать, что напряжение на конденсаторе  $u_c$  изменяется также, как и на аноде лампы, почти линейно. Действительно, изменение потенциала левой обкладки конденсатора соответствует изменению потенциала сетки  $\Delta u$ , а изменение потенциала правой обкладки — изменению потенциала анода  $\Delta u_a$ . Так как  $\Delta u_a = -K \Delta u$  (где  $K$  — коэффициент усиления каскада составляет сотни), то изменение напряжения на конденсаторе

$$\Delta u_c = \Delta u_a - \Delta u = \Delta u_a \left( 1 + \frac{1}{K} \right) \approx \Delta u_a.$$

Чем больше значение  $K$ , тем точнее выполняется это равенство.

Почти линейное изменение  $u_c$  свидетельствует о том, что ток разряда меняется мало. Уменьшение его происходит так медленно, как если бы цепь разряда имела постоянную веремени  $\tau = CRK$ . Поэтому за время разряда напряжение изменяется в пределах на чального участка экспоненты с очень большой постоянной времени (почти линейно).

Разряд конденсатора продолжается до тех пор, пока потенциал анода не снизится до некоторого значения  $u_a = U_{a \text{ min}}$ , при котором

часть летящих к аноду электронов начнет перехватываться экранирующей сеткой.

**Стадия обратного опрокидывания.** Начиная с этого момента в схеме развивается новый лавинообразный скачок. В процессе его ток экранирующей сетки повышает потенциал катода, потенциал защитной сетки относительно катода становится более отрицательным, анодный ток уменьшается и все большая часть тока эмиссии ответвляется в цепь экранирующей сетки. С уменьшением анодного тока повышается потенциал анода и положительные скачки напряжения через конденсатор  $C$  передаются на управляющую сетку, вызывая ток в ее цепи и еще больше уменьшая за счет этого ток анода и т. д. В результате потенциал катода повышается настолько, что разность потенциалов между катодом и защитной сеткой становится достаточной для записания лампы по анодному току.

**Стадия восстановления.** Так как во время обратного опрокидывания напряжение на конденсаторе практически не успевает измениться, то схема не сразу возвращается в исходное, устойчивое состояние. После опрокидывания происходит заряд конденсатора по цепи:

$$+ E_a - R_a - r_0 - R_k - \text{корпус} - (-E_a).$$

Так как лампа заперта по анодному току, то отрицательная обратная связь не действует и заряд конденсатора  $C$  происходит по экспоненциальному закону с постоянной времени  $\tau_a = CR_a$ . За время  $t \approx 3\tau_a$  ток заряда уменьшается практически до нуля и потенциал анода достигает величины  $E_a$ .

Наряду с импульсом линейно изменяющегося напряжения на аноде лампы, в цепи экранирующей сетки формируется импульс прямоугольной формы. Действительно, во время работы схемы потенциал этой сетки  $u_{c2}$  изменяется от некоторого минимального значения, соответствующего максимальному току  $i_{c2}$ , до максимальной величины — при минимальном токе  $i_{c2}$ . Так как изменение тока  $i_{c2}$  происходит лавинообразно, то импульс напряжения  $u_{c2}$  имеет достаточно крутые фронты.

Часто фантастронные генераторы выполняют на пентагридах, которые имеют лучшую управляемость, чем пентоды.

На рис. 8-7, *a* приведен вариант весьма распространенной *схемы фантастрона на пентагриде*. В этой схеме сам фантастрон собран на лампе  $L_2$ . Анод его связан с конденсатором  $C$  через катодный повторитель (правая половина лампы  $L_1$ ), который значительно сокращает длительность стадии восстановления. Левая половина  $L_1$  используется в диодном включении для запуска фантастрона и регулировки длительности формируемых импульсов.

По принципу действия эта схема аналогична описанной выше схеме на пентоде. В исходном состоянии пентагрид  $L_2$  открыт по управляющей и экранирующей сеткам, имеющим положительные потенциалы. Токи этих сеток создают на  $R_{k2}$  такое напряжение, что

разность потенциалов между третьей сеткой и катодом достаточна для запираания лампы по цепи анода. Несмотря на это, потенциал анода  $L_2$  не равен  $E_a$ , как в предыдущей схеме, так как через сопротивление  $R_a$  и открытый диод (левая половина  $L_1$ ) проходит ток. В этом состоянии схемы левая обкладка конденсатора  $C$  имеет относительно высокий потенциал, близкий к потенциалу анода  $L_2$  (так как коэффициент передачи катодного повторителя близок к единице), а правая обкладка — потенциал катода  $L_2$  (так как напря-

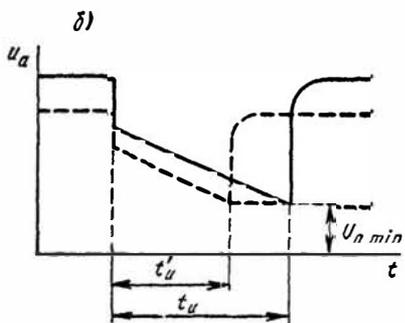
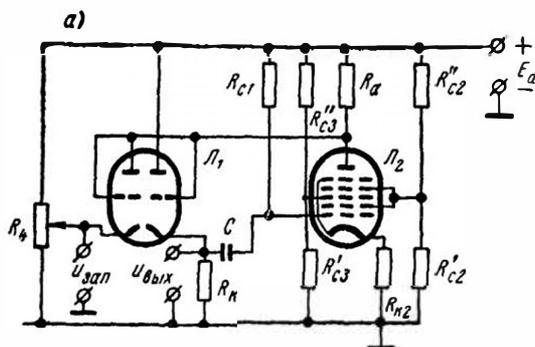


Рис. 8-7. Фантастронный генератор на пента-гриде

жение на открытом промежутке сетка-катод  $L_2$  весьма мало). Отрицательный запускающий импульс поступает через диод на сетку катодного повторителя, в той же полярности выделяется на его катоде и через конденсатор  $C$  подается на управляющую сетку пентагрида. Это уменьшает токи управляющей и экранирующей сеток и потенциал катода, благодаря чему лампа отпирается по анодной цепи. Появляющийся анодный ток уменьшает потенциал анода и отрицательный скачок через катодный повторитель и конденсатор  $C$  поступает на управляющую сетку  $L_2$ . Так начинается лавинообразный процесс, аналогичный описанному выше и приводящий к опрокидыванию схемы. После опрокидывания в схеме начинает действовать отрицательная обратная связь: изменения напряжения с анода  $L_2$  поступают на управляющую сетку через катодный повторитель и конденсатор  $C$ , поэтому перезаряд конденсатора  $C$  по цепи  $+E_a - R_{c1} - C - R_k - (-E_a)$  и изменения  $u_{a2}$  происходят почти линейно. При значении  $u_{a2} = U_{a.min}$  схема вновь опрокидывается и потенциал анода резко возрастает. Через катодный повторитель этот положительный скачок передается на сопротивление  $R_{k1}$ , обуславливая заряд конденсатора  $C$ . Благодаря малому выходному сопротивлению катодного повторителя заряд конденсатора проис-

ходит достаточно быстро. Поэтому через небольшой промежуток времени схема вновь готова к приему запускающего импульса.

Импульсы линейно падающего напряжения снимают с нагрузки катодного повторителя  $R_k$ . Длительность их в широких пределах можно изменять, меняя с помощью  $R_4$  потенциал катода регулирующего диода. Чем он ниже, тем больший ток проходит по сопротивлению  $R_a$  и тем ниже начальный потенциал анода фантастрона (рис. 8-7, б). Поэтому после опрокидывания схемы входным импульсом потенциал анода раньше достигает уровня  $U_{a. min}$ , при котором в схеме наступает обратное опрокидывание, т. е. длительность выходного импульса уменьшается. Наоборот, повышение потенциала катода регулирующего диода вызывает увеличение длительности генерируемого импульса.

Фантастроны широко используются для плавно регулируемой точной временной задержки между задним (положительным) фронтом выходного и запускающим импульсами, в качестве генераторов пилообразного напряжения, генераторов прямоугольных импульсов.

#### § 8-4. РАСЧЕТ ГЕНЕРАТОРОВ ЛИНЕЙНО НАРАСТАЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ

##### Расчет генератора пилообразного напряжения (рис. 8-2)

Для расчета обычно задают: коэффициент нелинейности  $\beta$ , длительность прямого хода пилообразного импульса  $t_{пр}$ , частоту следования запускающих импульсов  $f$  и напряжение источника анодного питания  $E_a$ .

Пусть  $\beta = 0,05$ ,  $t_{пр} = 2$  мсек,  $f = 200$  гц,  $E_a = 250$  в.

1. Выбираем лампу, обычно триод, с малым внутренним сопротивлением, обеспечивающим малое время разряда конденсатора  $t_p$ .

Возьмем триод 6Н1П с внутренним сопротивлением  $R_i = 5$  ком и  $P_{a. доп} = 2$  вт.

2. Определяем сопротивление утечки  $R_c$  из условия

$$R_c \geq (5 \div 10) R_a,$$

где  $R_a$  — сопротивление анодной нагрузки предыдущего каскада.

Возьмем  $R_c = 100$  ком.

3. Находим величину переходной емкости  $C_c$ , при которой  $\tau = R_c C_c \geq 20T_s$ . При этом запускающий импульс передается на вход схемы практически без искажений плоской вершины. В данном случае

$$C_c \geq \frac{20 \cdot 2 \cdot 10^{-3}}{100 \cdot 10^3} \geq 0,4 \cdot 10^{-6} \text{ ф.}$$

Принимаем  $C_c = 0,5$  мкф.

4. Находим величину сеточного тока

$$I_c = \frac{E_a}{R + r_0}.$$

Считая  $r_0 = 1$  ком, получаем

$$I_c = \frac{250}{(100 + 1) \cdot 10^3} \approx 2,5 \text{ ма.}$$

5. Определяем мощность, рассеиваемую на сопротивлении  $R_c$ ,

$$P = I_c^2 R_c \frac{T_3 - t_{\text{пр}}}{T_3}.$$

В нашем случае

$$T_3 = \frac{1}{f} = \frac{1}{200} = 5 \text{ мсек и } P = (2,5 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 100 \cdot 10^3 \cdot \frac{5-2}{5} = 0,37 \text{ вт.}$$

Выберем  $R_c = 100$  ком мощностью 0,5 вт.

6. Определяем напряжение на сетке открытой лампы

$$U_c = I_c r_0, \quad U_c = 2,5 \cdot 10^{-3} \cdot 1 \cdot 10^3 = 2,5 \text{ в.}$$

7. Определяем мощность, рассеиваемую сеткой, и проверяем соответствие выбранной лампы

$$P_c = I_c U_c \frac{T_3 - t_{\text{пр}}}{T_3}, \quad P_c = 2,5 \cdot 10^{-3} \cdot 2,5 \cdot \frac{5-2}{5} = 3,75 \cdot 10^{-3} \text{ вт.}$$

Считая допустимую мощность, рассеиваемую сеткой,  $P_{c, \text{доп}} = 0,2 P_{a, \text{доп}}$ , имеем

$$P_{c, \text{доп}} = 0,2 \cdot 2 = 0,4 \text{ вт, т. е. } P_c < P_{c, \text{доп}}.$$

8. Задаемся начальным током заряда конденсатора.

Примем  $I_c = 1$  ма.

9. В соответствии с характеристиками лампы 6Н1П при

$$U_c = 2,5 \text{ в и } I_{a0} = I_c = 1 \text{ ма, } U_{a, \text{min}} = U_{c0} = 1 \text{ в.}$$

10. В соответствии с выражением (8-3) находим

$$R_a = \frac{E_a - U_{c0}}{I_{a0}}; \quad R_a = \frac{250 - 1}{1 \cdot 10^{-3}} = 249 \text{ ком.}$$

Определяем мощность, выделяемую на сопротивлении  $R_a$ ,

$$P = I_{a0}^2 R_a \frac{t_{\text{пр}}}{T_3}, \quad P = (1 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 250 \cdot 10^3 \cdot \frac{2 \cdot 10^{-3}}{5 \cdot 10^{-3}} = 0,1 \text{ вт.}$$

Выбираем  $R_a = 250$  ком мощностью 0,1 вт.

11. Согласно выражению (8-7) находим амплитуду пилообразного напряжения

$$U_m = \beta (E_a - U_{c0}), \quad U_m = 0,05 (250 - 1) = 12,45 \text{ в.}$$

12. В соответствии с выражением (8-5) определим величину емкости

$$C = \frac{t_{\text{пр}}}{R_a \ln \frac{E_a - U_{C0}}{E_a - U_m - U_{C0}}}, \quad C = \frac{2 \cdot 10^{-3}}{250 \cdot 10^3 \cdot 2,3 \lg \frac{250 - 1}{250 - 12,45 - 1}} = 87000 \text{ пф.}$$

Выберем  $C = 0,091 \text{ мкф.}$

13. Проверим выполнение условия  $t_{\text{обр}} < T_3 - t_{\text{пр}}$ ,

$$t_{\text{обр}} = 3CR_i = 3 \cdot 0,091 \cdot 10^{-6} \cdot 5 \cdot 10^3 = 1400 \text{ мксек};$$

$$T_3 - t_{\text{пр}} = 5 - 2 = 3 \text{ мсек} = 3000 \text{ мксек},$$

т. е. условие выполняется.

14. Определяем амплитуду входных импульсов  $U_{\text{м. вх}} \geq (1,5 \div 2) U_3$ . В нашем случае при  $u_a = E_a = 250 \text{ в}$ ,  $U_3 = -9 \text{ в}$  и  $U_{\text{м. вх}} \geq 18 \text{ в}$ .

### Расчет генератора пилообразного напряжения (рис. 8-4, б)

Для расчета обычно задают: амплитуду пилообразных импульсов на выходе схемы  $U_{\text{м. вых}}$ , длительность входных импульсов  $t_{\text{пр}}$ , частоту их следования  $f$ , коэффициент нелинейности  $\beta$  и напряжение источника анодного питания  $E_a$ .

Пусть  $U_{\text{м. вых}} = 180 \text{ в}$ ,  $t_{\text{пр}} = 2 \text{ мсек}$ ,  $f = 200 \text{ гц}$ ,  $\beta = 0,05$  и  $E_a = 300 \text{ в}$ .

1. Выбираем лампы  $L_1$  и  $L_2$ . По соображениям, изложенным выше, целесообразно взять двойной триод с большой крутизной и левой анодно-сеточной характеристикой.

Возьмем лампу 6Н1П, у которой для каждого триода

$$S = 3,2 \text{ ма/в}, \quad R_i = 5 \text{ ком.}$$

2. Выберем лампу  $L_3$  с малым внутренним сопротивлением. Выберем диод типа 6Х2П, у которого  $R_i = 400 \text{ ом}$ .

3. Задаемся коэффициентом передачи катодного повторителя. Примем  $K = 0,9$ .

4. Определим амплитуду пилообразного напряжения на конденсаторе  $C$ . В соответствии с равенством (8-9)

$$U_{\text{м. вх}} = \frac{U_{\text{м. вых}}}{K} = \frac{180}{0,9} = 200 \text{ в.}$$

5. Задаемся током заряда конденсатора  $I_C$ , равным току покоя  $I_{a0}$  до запираания лампы (см. § 3-5).

Примем  $I_C = 0,5 \text{ ма}$ .

6. Согласно выражению (8-8) находим емкость конденсатора

$$C = \frac{I_C t_{\text{пр}}}{U_m}; \quad C = \frac{0,5 \cdot 10^{-3} \cdot 2 \cdot 10^{-3}}{200} = 0,005 \text{ мкф.}$$

Выберем по ГОСТу  $C = 5000 \text{ пф.}$

7. По анодным характеристикам  $\mathcal{L}_1$  (рис. 8-8) и известным значениям  $u_c$  и  $I_{a0} = I_C$  определим остаточное напряжение на аноде лампы. В отсутствии управляющего импульса и при токе  $I_{a0} = 0,5 \text{ ма}$  напряжение на сетке  $u_c = 0$ :

$$U_{a \min} = 4 \text{ в.}$$

8. В соответствии с выражением (8-11) находим величину зарядного сопротивления

$$R = \frac{E_a - (1 - K) U_{a. \min}}{I_C} = \frac{300 - 0,1 \cdot 4}{0,5 \cdot 10^{-3}} \approx 600 \text{ ком.}$$

Мощность, выделяемая на сопротивлении  $R$ ,

$$P = I_{a0}^2 R \frac{t_{np}}{T_3}, \text{ где } T_3 = \frac{1}{f}.$$

В данном случае

$$T_3 = \frac{1}{200} = 5 \text{ мсек и } P = (0,5 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 600 \cdot 10^3 \frac{2 \cdot 10^{-3}}{5 \cdot 10^{-3}} = 0,036 \text{ вт.}$$

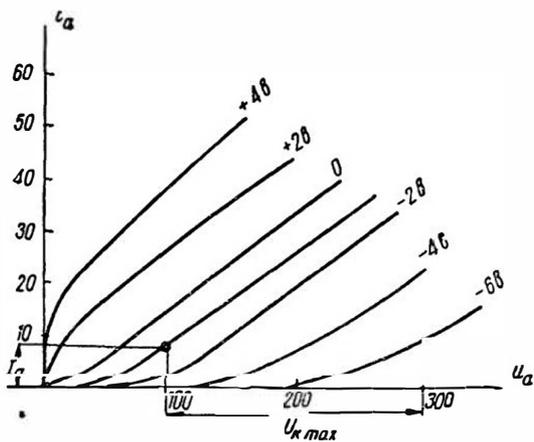


Рис. 8-8. К расчету схемы генератора линейно нарастающего напряжения

Выберем по ГОСТу  $R = 620 \text{ ком}$  мощностью  $0,1 \text{ вт.}$

9. Определим сопротивление нагрузки катодного повторителя, при котором каскад работает без сеточных токов.

При максимальном напряжении на выходе напряжение  $U_k$  должно быть больше  $U_C = U'_{м. вх}$  (рис. 8-4, б) на  $U_{ск. \min}$ , т. е.  $U_{к. \max} = U'_{м. вх} + U_{ск. \min}$ . Напряжение  $U'_{м. вх} = U_{м. вх} + U_{a. \min. л_1}$ , где  $U_{м. вх}$  определено в п. 4, а  $U_{a. \min}$  — в п. 7.

В нашем случае  $U_{к. \max} = 200 + 4 + 1 = 205 \text{ в.}$  При этом напряжение на лампе  $\mathcal{L}_2$   $U_{a. к} = E_a - U_{к. \max} = 300 - 205 = 95 \text{ в.}$  По характеристикам лампы (рис. 8-8) при  $U_{a. к} = 95 \text{ в}$  и  $U_{ск} = -1 \text{ в}$  ток  $I_a = 8 \text{ ма.}$  Отсюда

$$R_k = \frac{U_{к. \max}}{I_a} = \frac{205}{8 \cdot 10^{-3}} \approx 25 \text{ ком.}$$

Мощность, выделяемая на этом сопротивлении,  $\dot{P} = I_a^2 R_k = (8 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 25 \cdot 10^3 = 1,6 \text{ вт}$ . Выберем по ГОСТу  $R_k = 27 \text{ ком}$  мощностью  $2 \text{ вт}$ .

10. Согласно выражению (8-10) определим емкость конденсатора  $C_0$

$$C_0 \geq C \frac{5}{\beta}; \quad C_0 \geq 0,005 \cdot 10^{-6} \frac{5}{0,05} = 0,5 \text{ мкф.}$$

Выберем по ГОСТу  $C_0 = 0,5 \text{ мкф}$ .

11. Проверим выполнение условия (8-12):

$$3CR_i < T_3 - t_{\text{пр}},$$

$3 \cdot 0,005 \cdot 10^{-6} \cdot 5 \cdot 10^3 < (5 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-3})$  или  $0,045 \text{ мсек} < 3 \text{ мсек}$ , условие выполняется.

12. Проверим выполнение условия (8-13)

$$3C_0(R_d + R_{\text{вых}}) < T_3 - t_{\text{пр}}.$$

В данном случае выходное сопротивление катодного повторителя

$$R_{\text{вых}} = \frac{R_k}{1 + \beta R_k} = \frac{27 \cdot 10^3}{1 + 3,2 \cdot 10^{-3} \cdot 27 \cdot 10^3} = 309 \text{ ом.}$$

Поэтому условие (8-13) имеет вид

$3 \cdot 0,5 \cdot 10^{-6} (400 + 309) < 5 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-3}$  или  $1,06 \text{ мсек} < 3 \text{ мсек}$ , условие выполняется.

Так же как и в предыдущем примере расчета (п. 2, 3, 14), определяем значения  $R_c$ ,  $C_c$  и  $U_{\text{м. вх}}$ . Поскольку в обоих случаях выбраны одинаковые исходные данные, то

$$R_c = 100 \text{ ком}, \quad C_c = 0,5 \text{ мкф}, \quad U_{\text{м. вх}} \geq 18 \text{ в.}$$

13. Находим коэффициент использования напряжения анодного источника

$$\varepsilon = \frac{U_{\text{м. вх}}}{E_a}; \quad \varepsilon = \frac{180}{250} = 0,72.$$


---

## Глава 9

### ФЕРРИТЫ В ИМПУЛЬСНОЙ ТЕХНИКЕ

#### § 9-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

За последнее десятилетие во многих устройствах автоматики, телемеханики, вычислительной техники и контроля широкое применение нашли элементы на магнитных сердечниках с прямоуголь-

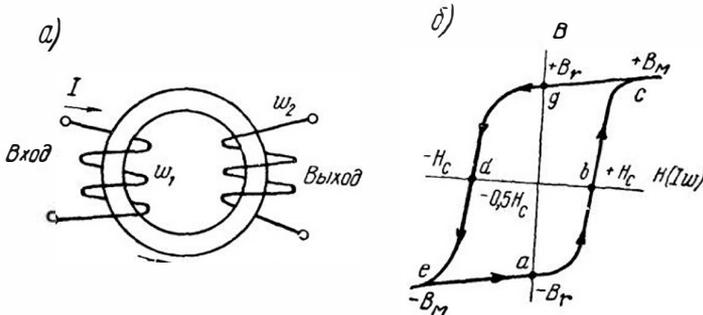


Рис. 9-1. Торoidalный трансформатор

ной петлей гистерезиса (ППГ). Это объясняется тем, что в сочетании с неограниченным сроком службы, высокой надежностью и небольшими габаритами магнитный сердечник аналогично лампам и транзисторам может находиться в одном из двух устойчивых состояний, весьма быстро переходя из одного в другое.

Обычно такой сердечник представляет собой тороид небольшого диаметра, выполненный из тонкой пермаллоевой или перминваровой ленты или феррита.

Когда ток по обмотке тороида  $w_1$  (рис. 9-1, а) не проходит, т. е. внешняя намагничивающая сила  $Iw_1 = 0$ , то магнитное состояние сердечника определяется остаточной индукцией, например,  $-B_r$  (рис. 9-1, б).

Если по обмотке  $w_1$  пропускать ток определенного направления и значение его увеличивать, то точка, характеризующая магнитное состояние сердечника, переместится вверх по кривой  $abc$ . При даль-

нейшем увеличении тока магнитная индукция, достигнув в области насыщения величины  $B_m$ , фактически меняться не будет. Если после этого отключить источник тока, то индукция несколько снизится и примет значение  $+B_r$ . Ток обратного направления сможет вызвать перемагничивание сердечника по кривой  $qde$  в состояние  $-B_m$ , а отклонение тока вызовет изменение индукции до величины  $-B_r$ .

Режим, соответствующий положительной остаточной индукции  $+B_r$ , условно считают состоянием 1, а режим, соответствующий индукции  $-B_r$ , — состоянием 0.

Обычно перемагничивание сердечника осуществляют импульсами тока. Если при этом намагничивающая сила  $I\omega_1$  создает напряженность поля  $H_m$ , которая превосходит коэрцитивную (задерживающую) силу  $H_c$ , то сердечник переключается из состояния 1 в состояние 0 или обратно, и этот процесс идет с большой скоростью.

Чем меньше коэрцитивная сила  $H_c$ , тем меньший импульс тока  $I$  требуется для перемагничивания. Величина его определяется из закона полного тока

$$0,4\pi I\omega_1 > H_c l_{cp}, \quad (9-1)$$

где  $l_{cp}$  — длина средней силовой линии, см;

$I$  — сила тока, а;

$H_c$  — коэрцитивная сила, э [(0,4π), э = 1 а/см].

Выражение (9-1) указывает на целесообразность использования тороидов малого диаметра, у которых  $l_{cp}$  невелика. В настоящее время в малогабаритных устройствах применяются сердечники с диаметром, не превышающим единиц миллиметров.

Чем больше остаточная индукция  $B_r$ , тем больше изменяется магнитный поток при переключении сердечника и тем больше (при прочих равных условиях) э. д. с., наводимая в выходной обмотке  $\omega_2$ .

В отношении  $B_r$  и  $H_c$  лучшими свойствами обладают ленточные сердечники. Однако они значительно уступают ферритовым сердечникам в скорости переключения, определяющей максимально возможное число переключений в единицу времени.

Скорость переключения обратно пропорциональна времени переключения сердечника  $t_n$ , за которое магнитное состояние его изменяется от  $+B_r$  до  $-B_r$  или от  $-B_r$  до  $+B_r$ . Оно зависит от того, насколько намагничивающая сила  $H_m$ , созданная током в обмотке  $\omega_1$ , превосходит коэрцитивную силу  $H_c$ :

$$t_n = \frac{S_w}{H_m - H_c},$$

где  $S_w$  — коэффициент перемагничивания — величина постоянная для данного материала.

За счет большего удельного сопротивления и меньших поэтому потерь, связанных с вихревыми токами, время переключения ферритовых сердечников значительно меньше, чем у ленточных. Благо-

даря этому ферритовые торы находят преимущественное применение в аппаратуре, где быстроедействие является одним из основных показателей работы.

На рис. 9-2 приведена экспериментально снятая кривая  $t_{п} = f(H_m)$  для одной из марок феррита.

Кроме  $B_r$ ,  $H_c$  и  $t_{п}$ , важным параметром материала сердечника является коэффициент прямоугольности петли гистерезиса.

Различают коэффициент прямоугольности в области насыщения

$$\alpha = \frac{B_r}{B_{m1}},$$

где  $B_{m1}$  — индукция при напряженности поля  $H = 5H_c$ , и коэффициент прямоугольности в области колена петли гистерезиса

$$\beta = \frac{B_2}{B_{m2}},$$

где  $B_2$  — индукция при  $H = -0,5H_c$ ;

$B_{m2}$  — индукция при  $H = 2H_c$ .

Рис. 9-2. Кривая зависимости времени перемагничивания от величины напряженности поля

У материалов, используемых для изготовления сердечников,  $\alpha$  и  $\beta$  превышают обычно 0,9. Ниже будет показана необходимость высокого коэффициента прямоугольности.

### § 9-2. ФЕРРИТ-ДИОДНЫЕ ЯЧЕЙКИ

Большинство схем, в которых используются магнитные сердечники с ППГ, состоит из ферритовых трансформаторов и диодов (феррит-диодные ячейки) и ферритовых трансформаторов и полу-

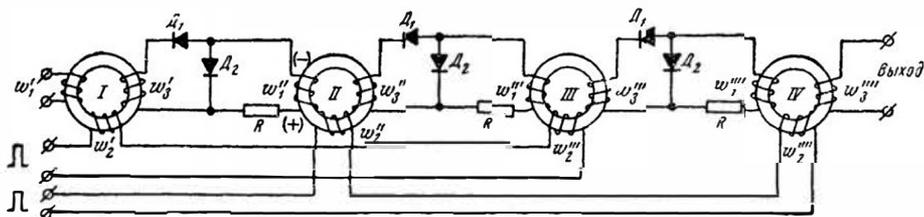


Рис. 9-3. Феррит-диодный сдвигающий регистр

проводниковых триодов (феррит-транзисторные ячейки). Рассмотрим вначале первые из них.

На обмотку  $\omega_2$  сердечника  $I$  (рис. 9-3) периодически подаются импульсы тока, которые переводят сердечник в состояние, соответствующее  $-B_r$  или, как говорят, осуществляют запись нуля. Входные импульсы, поступающие на обмотку  $\omega'_1$ , создают напряженность поля такого направления, что переводят этот сердечник в состояние  $I$ . Приходящий вслед за этим импульс на обмотку  $\omega_2$  переключает сердечник  $I$  в состояние  $0$  и т. д.

При каждом переключении тороида в выходной обмотке  $\omega_3$  создается импульс э. д. с. При переходе сердечника из состояния  $0$  в состояние  $I$  эта э. д. с. имеет такую полярность, что диод  $D_1$  не пропускает импульс тока через цепь связи на вход тороида  $II$ . Наоборот, при переходе сердечника  $I$  из состояния  $I$  в состояние  $0$  диод  $D_1$  отпирается и импульс тока поступает в обмотку  $\omega'_1$ , записывая  $I$  в сердечник  $II$ , если перед этим он находился в состоянии  $0$ . Аналогичным образом осуществляется продвижение  $I$  от сердечника  $II$  к сердечнику  $III$ .

Таким образом, информация, соответствующая  $I$  и записанная входным импульсом в сердечник  $I$ , перезаписывается в сердечник  $II$ , т. е. происходит сдвиг информации. В соответствии с этим схему, изображенную на рис. 9-3, называют сдвигающим регистром, а импульсы в обмотках  $\omega_2$  — сдвигающими (продвигающими) или тактовыми импульсами.

Когда сердечник  $II$  переключается в состояние  $I$ , нарастающий магнитный поток наводит в обмотке  $\omega'_1$  э. д. с., которая в соответствии с законом Ленца препятствует прохождению импульса через диод  $D_1$  и обмотку (полярность э. д. с. указана на рис. 9-3). При переходе сердечника  $II$  в состояние  $0$  уменьшающийся магнитный поток индуцирует в обмотке  $\omega'_1$  э. д. с. противоположной полярности, для которой диод  $D_1$  оказывается открытым, благодаря чему в сердечник  $I$  (так же как и в сердечник  $III$ ) передается  $I$ . Для того чтобы исключить обратный поток информации, в цепь связи включается диод  $D_2$ , который вместе с сопротивлением  $R$  шунтирует обмотку  $\omega'_1$ , обеспечивая передачу информации только в одном направлении.

Если на обмотку  $\omega'_1$  входные импульсы не поступают, то магнитное состояние сердечника изменяется только под действием тактовых импульсов, с приходом которых индукция изменяется с  $-B_r$  до  $-B_m$  и обратно после окончания каждого импульса. Изменение магнитного потока при поступлении тактового импульса имеет такой же знак, что и при перемагничивании сердечника из  $I$  в  $0$ , но меньшую величину. Поэтому в обмотке  $\omega_3$  индуцируется э. д. с., за счет которой через диод  $D_1$  на второй сердечник поступает импульс (помеха). Величина его недостаточна для переключения сердечника в состояние  $I$ , но он изменяет индукцию от  $-B_r$  до некоторого значения, соответствующего точке  $a$  (рис. 9-4). После окончания дейст-

вия помехи магнитная индукция в сердечнике  $II$  уменьшается по кривой  $ab$  и принимает значение  $B_b$ , определяемое точкой  $b$ . Под влиянием тактового импульса, действующего в обмотке  $\omega_2$ , индукция в сердечнике  $II$  изменится от  $B_b$  до  $-B_m$ , т. е. больше, чем в сердечнике  $I$ , и в обмотке  $\omega_3$  индуктируется помеха, бóльшая чем в обмотке  $\omega_3$ . Таким образом, по мере продвижения помехи вдоль регистра происходит нарастание ее э. д. с. В результате один из сердечников окажется перемангнитенным, т. е. в него будет записана  $1$ , несмотря на то, что на вход первого сердечника она не поступала. Эта  $1$ , являющаяся результатом суммирования помех, будет продвигаться тактовыми импульсами дальше по регистру.

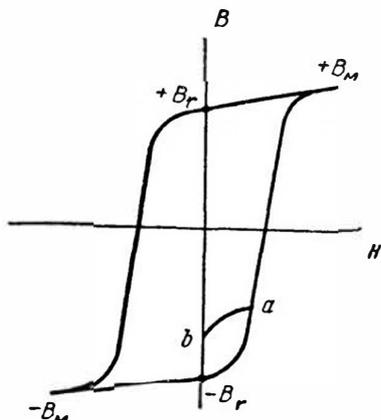


Рис. 9-4. К пояснению действия тактового импульса на сердечник

Во избежание появления ложной информации на выходе регистра гистерезисная петля материала тороида должна быть достаточно прямоугольной. В этом случае разница между  $-B_r$  и  $-B_m$  будет мала и э. д. с. помехи не сможет перемангнитить сердечник.

На практике применяются регистры, в которых помеха, индуктируемая в обмотке одного тороида, компенсируется помехой, индуктируемой во встречно включенной обмотке другого дополнительного тора.

На практике применяются регистры, в которых помеха, индуктируемая в обмотке одного тороида, компенсируется помехой, индуктируемой во встречно включенной обмотке другого дополнительного тора.

### § 9-3. ФЕРРИТ-ТРАНЗИСТОРНЫЕ ЯЧЕЙКИ

Наряду с высокой надежностью и относительной простотой схемы, составленные из феррит-диодных ячеек, обладают и рядом недостатков. Одним из них является необходимость иметь мощный источник тактовых импульсов, за счет энергии которых и происходит перемангничивание торов.

Для уменьшения указанной мощности в цепь связи между торами включают полупроводниковые триоды. В этом случае энергия на перемангничивание сердечника берется в основном от источника питания транзистора и мощность источника тактовых импульсов может быть существенно снижена.

Одна из разновидностей феррит-транзисторных ячеек приведена на рис. 9-5, а. Тактовые импульсы, поступающие в обмотки  $\omega_2$ , устанавливают сердечники в состояния  $0$ . Если входной импульс, действующий на обмотку  $\omega_1$ , записывает в первом торе  $1$ ,

то, тактовый импульс переключает его в положение  $0$  и в обмотки  $w_3$  индуцируется э. д. с. Полярность этой э. д. с. такова, что эмиттерный переход транзистора  $T_1$  отпирается и по коллекторной цепи проходит ток, ограничиваемый сопротивлением  $R'_k$ . Протекая через обмотку  $w'_1$  второго сердечника, ток переключает его в состояние, соответствующее  $1$ . Э. д. с., наводимая при этом в обмотке  $w''_3$ , имеет такую полярность, что запирает эмиттерный переход триода

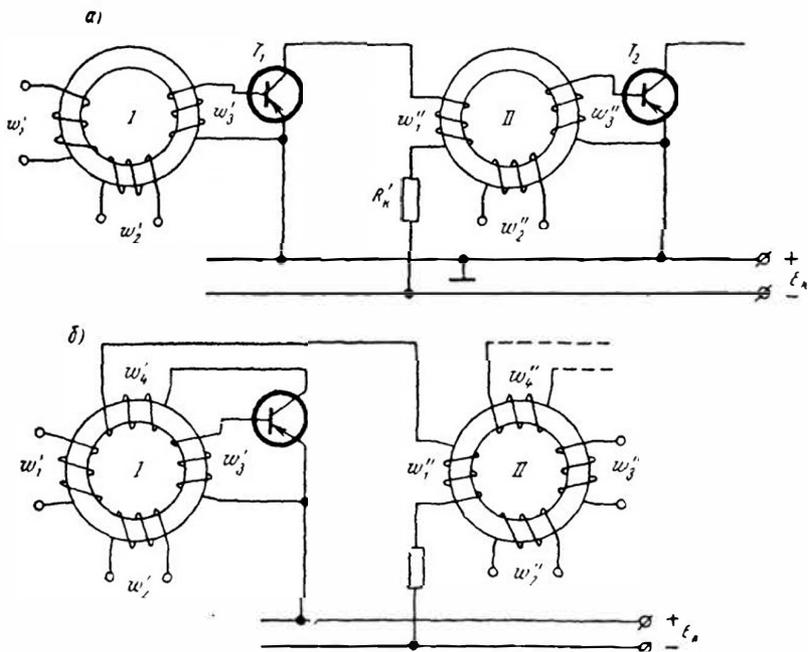


Рис. 9-5. Феррит-транзисторные сдвигающие регистры

$T_2$ . Только тактовый импульс, поступающий на обмотку  $w''_2$  и переключающий второй сердечник в состояние  $0$ , вызывает появление в обмотке  $w''_3$  э. д. с. такого направления, что триод  $T_2$  отпирается и  $1$  записывается в следующий сердечник.

Схема, изображенная на рис. 9-5, б, отличается от описанной тем, что в цепь коллектора каждого триода включена обмотка обратной связи  $w_4$ . Предположим, что в промежутке между двумя тактовыми импульсами на вход первого тора поступает импульс, записывающий в него  $1$ . Следующий за ним небольшой тактовый импульс не в состоянии полностью перемагнитить сердечник и лишь не намного уменьшает индукцию. При этом в обмотке  $w'_3$  возникает э. д. с., приоткрывающая триод  $T_1$ . Коллекторный ток триода, проходя по обмотке  $w'_4$ , действует также, как и тактовый импульс,

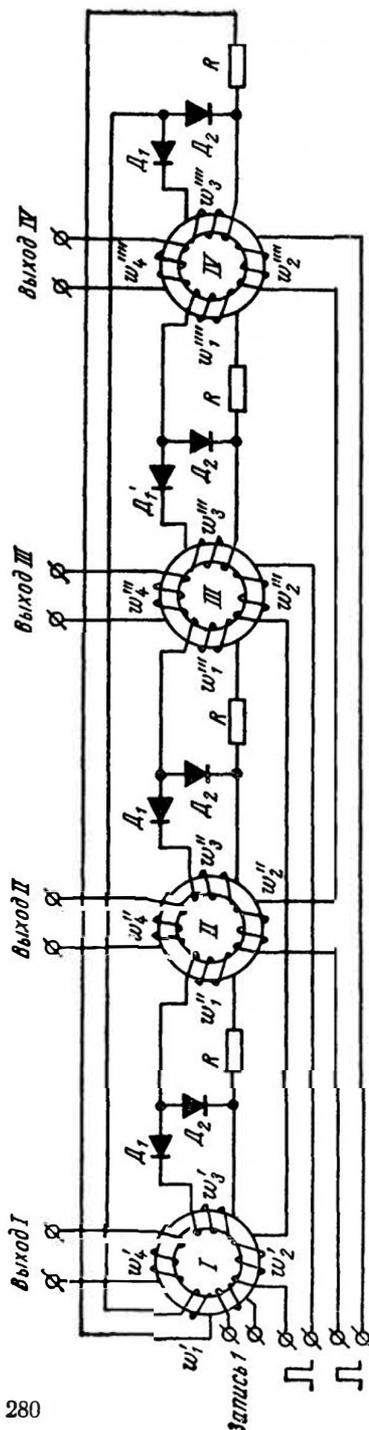


Рис. 9-6. Циркуляционная линия

э. д. с. в обмотке  $\omega_3$  возрастает, что вызывает рост коллекторного тока и т. д. За счет сильной положительной обратной связи процесс нарастания тока и изменения индукции в сердечнике происходит лавинообразно и сердечник переключается в состояние 0, а 1 записывается во втором торе. После того как точка, характеризующая магнитную индукцию в сердечнике 1, выйдет на нижний пологий участок петли гистерезиса, изменения потока начнут уменьшаться и лавинообразный процесс прекратится.

Благодаря наличию положительной обратной связи схема (на рис. 9-5, б) потребляет меньшую мощность от источника тактовых импульсов, чем схема, изображенная на рис. 9-5, а.

Кроме указанных достоинств, феррит-транзисторные схемы позволяют снизить требования к коэффициенту прямоугловности петли гистерезиса. Последнее объясняется тем, что при соответствующем выборе параметров схемы малые э. д. с. в обмотке  $\omega_3$  (помехи) фактически не воздействуют на транзистор и передача ложной информации будет исключена без существенного усложнения устройства.

Вместе с этим феррит-транзисторные схемы пока еще уступают феррит-диодным в отношении быстродействия, что во многих случаях является определяющим при выборе типа ячеек.

Как следует из изложенного выше, феррит-диодные и феррит-транзисторные ячейки выполняют аналогичные функции и являются по существу переключателями элементами.

Рассмотрим примеры использования ферритовых ячеек.

На рис. 9-6 изображена схема так называемой циркуляционной линии. От схемы, приведенной на рис. 9-3, она отличается тем, что выход регистра связан с его входом. Если в тороид *I* записать единицу, то тактовыми импульсами, поступающими в обмотки  $\omega_2$ , она будет последовательно перезаписываться в тороиды *II*, *III* и т. д. Тороид, освобожденный от хранения *I*, переключится в состояние *O* и в его выходной обмотке  $\omega_4$  будет индуцироваться э. д. с. определенной полярности. После того как *I* запишется в последний сердечник, тактовый импульс вернет его в состояние *O* и через цепь связи на обмотку  $\omega_1$  поступит импульс тока, переключающий сер-

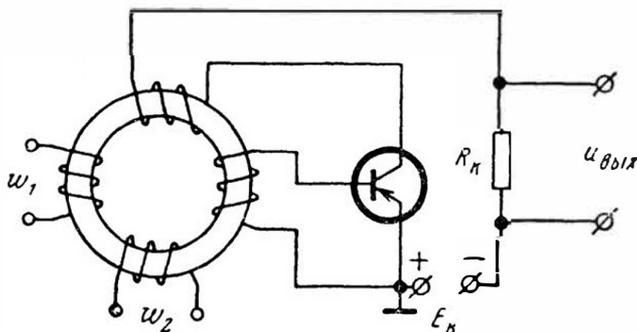


Рис. 9-7. Триггер на феррит-транзисторной ячейке

дечник *I* в состояние *I*. Таким образом, единица, записанная однажды в сердечник *I*, непрерывно циркулирует по линии, продвигаясь тактовыми импульсами от одного тороида к другому. При этом в обмотках  $\omega_4$  последовательно индуцируются импульсы, которые могут использоваться для переключения каналов многоканального устройства, т. е. циркуляционная линия может, в частности, выполнять функции, аналогичные функциям кольцевого коммутатора на электронных лампах.

На рис. 9-7 изображена схема триггера на феррит-транзисторной ячейке. По принципу действия он аналогичен схеме на рис. 9-5, б и так же, как и ламповый реостатный триггер, может находиться в одном из двух устойчивых состояний. Из одного устойчивого состояния этот триггер выводится тактовым импульсом, подаваемым в обмотку  $\omega_2$ , а из другого — входным импульсом в обмотке  $\omega_1$ . Выходные импульсы снимаются с сопротивления  $R_k$ .

Состояние, в котором находится триггер (магнитный сердечник), можно определить только по полярности э. д. с., наводимой в обмотке изменяющимся потоком, т. е. при переключении. Этим он отличается от триггера, выполненного на лампах или транзисторах, распознать состояние которых можно и после опрокидывания, сравнивая, например, напряжения на анодах (коллекторах).

Приведенными примерами не ограничивается область применения феррит-диодных и феррит-транзисторных ячеек. Совокупность их может использоваться как линия задержки, на выходе которой единица, записанная в первый сердечник, появится спустя некоторое время, пропорциональное числу торов и периоду тактовых импульсов; на описанных ячейках выполняются делители частоты, счетчики числа импульсов и т. д. На магнитных сердечниках собираются логические схемы, широко используемые в вычислительных машинах. Способность сердечника неограниченно долго хранить информацию и сообщать ее при поступлении тактового (считывающего) импульса позволяет выполнять на магнитных торах запоминающие устройства — «память» электронных вычислительных машин.

---

## СО Д Е Р Ж А Н И Е

	Стр.
Предисловие . . . . .	3
Введение . . . . .	4
<b>Глава 1. Параметры и характеристики импульсов . . . . .</b>	<b>5</b>
§ 1-1. Общие сведения . . . . .	5
§ 1-2. Параметры импульсов . . . . .	6
§ 1-3. Спектральный состав импульсов . . . . .	9
<b>Глава 2. Переходные процессы в линейных электрических цепях . . . . .</b>	<b>18</b>
§ 2-1. Общие сведения . . . . .	18
§ 2-2. Переходные процессы в цепях RC и RL . . . . .	19
§ 2-3. Действие импульсного напряжения на цепь RC . . . . .	24
§ 2-4. Переходные процессы в колебательном контуре . . . . .	29
§ 2-5. Переходные процессы в длинных линиях . . . . .	33
<b>Глава 3. Импульсные усилители . . . . .</b>	<b>39</b>
§ 3-1. Общие сведения . . . . .	39
§ 3-2. Импульсные усилители на электронных лампах . . . . .	39
§ 3-3. Катодный повторитель . . . . .	64
§ 3-4. Импульсные усилители на транзисторах . . . . .	85
§ 3-5. Ключевой режим ламп и транзисторов . . . . .	102
§ 3-6. Расчет импульсных усилителей . . . . .	106
<b>Глава 4. Формирование импульсов . . . . .</b>	<b>117</b>
§ 4-1. Общие сведения . . . . .	117
§ 4-2. Дифференцирующие цепи . . . . .	117
§ 4-3. Интегрирующие цепи . . . . .	121
§ 4-4. Генераторы ударного возбуждения . . . . .	123
§ 4-5. Формирующие линии . . . . .	129
§ 4-6. Амплитудные диодные ограничители . . . . .	138
§ 4-7. Амплитудные ограничители-усилители . . . . .	150
§ 4-8. Фиксирование уровня напряжения . . . . .	158
§ 4-9. Расчет формирующих устройств . . . . .	164
<b>Глава 5. Мультивибраторы . . . . .</b>	<b>171</b>
§ 5-1. Общие сведения . . . . .	171
§ 5-2. Основная схема мультивибратора . . . . .	172
§ 5-3. Разновидности мультивибраторов . . . . .	177
§ 5-4. Работа мультивибратора в режиме синхронизации и деления частоты . . . . .	188
§ 5-5. Расчет мультивибраторов . . . . .	191
<b>Глава 6. Спусковые устройства (триггеры) . . . . .</b>	<b>197</b>
§ 6-1. Общие сведения . . . . .	197
§ 6-2. Реостатные триггеры . . . . .	198
§ 6-3. Реактивные триггеры . . . . .	207
§ 6-4. Запуск триггеров . . . . .	213
§ 6-5. Быстродействие триггеров . . . . .	216

§ 6-6. Триггер на транзисторах	218
§ 6-7. Счет электрических импульсов	223
§ 6-8. Расчет триггерных схем	228
<b>Глава 7. Блокинг-генераторы</b>	<b>233</b>
§ 7-1. Общие сведения	233
§ 7-2. Автоколебательный режим блокинг-генератора	234
§ 7-3. Элементы схемы блокинг-генератора	239
§ 7-4. Разновидности блокинг-генераторов	242
§ 7-5. Блокинг-генератор на транзисторе	245
§ 7-6. Работа блокинг-генератора в ждущем режиме	247
§ 7-7. Работа блокинг-генератора в режиме синхронизации и деления частоты	250
§ 7-8. Расчет блокинг-генератора	251
<b>Глава 8. Генераторы линейно изменяющегося напряжения</b>	<b>255</b>
§ 8-1. Общие сведения	255
§ 8-2. Генераторы линейно нарастающего напряжения	255
§ 8-3. Генераторы линейно падающего напряжения	263
§ 8-4. Расчет генераторов линейно нарастающего напряжения	269
<b>Глава 9. Ферриты в импульсной технике</b>	<b>274</b>
§ 9-1. Общие сведения	274
§ 9-2. Феррит-диодные ячейки	276
§ 9-3. Феррит-транзисторные ячейки	278

---

---



2 220000 026024

34556

LIBRARY OF THE  
UNIVERSITY OF TORONTO  
100 St. George Street  
Toronto, Ontario M5S 1A5  
Canada