

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Кафедра электроники

И. П. СТЕПАНЕНКО

ОСНОВЫ ТРАНЗИСТОРНОЙ ТЕХНИКИ
(учебное пособие)

Часть III
ТРАНЗИСТОРНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ СХЕМЫ

Министерство высшего образования СССР
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Кафедра ЭЛЕКТРОНИКИ

И. П. СТЕПАНЕНКО

ОСНОВЫ ТРАНЗИСТОРНОЙ ТЕХНИКИ

/учебное пособие/

Часть III

ТРАНЗИСТОРНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ СХЕМЫ

О Г Л А В Л Е Н И Е

Стр.

Глава I. СТАТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРНОГО КЛЮЧА

1. Рабочие области ключа	5
2. Аналитические выражения для статических характеристик транзисторов..	8
3. Область отсечки	14
4. Область насыщения	18
5. Оценка транзисторных ключей в статическом режиме	26

Глава II. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТРАНЗИСТОРНОМ КЛЮЧЕ

1. Отпирание ключа	30
2. Накопление избыточных носителей....	39
3. Рассасывание избыточных носителей..	42
4. Запирание ключа	48
5. Ненасыщающиеся ключи с диодной фиксацией	57
6. Ненасыщающиеся ключи с нелинейной обратной связью	59

Глава III. СТАТИЧЕСКИЙ РЕЖИМ СИММЕТРИЧНОГО ТРИГГЕРА

1. Введение	64
2. Условия запирания транзистора	66
3. Условия насыщения транзистора	69
4. Выходное напряжение и выходной ток.	72

5. Статический режим триггера	76
6. Активная нагрузка триггера	80
7. Триггер с автоматическим смещением..	88
8. Триггер без источника смещения	90

Глава IV. ДИНАМИКА СИММЕТРИЧНОГО ТРИГГЕРА С РАЗДЕЛЬНЫМИ ВХОДАМИ

1. Введение	96
2. Общее описание процесса опрокидывания	97
3. Анализ фронтов	101
4. Максимальная рабочая частота	109
5. Динамическое смещение	111
6. Влияние источника импульсов	112

Глава V. ДИНАМИКА СИММЕТРИЧНОГО ТРИГГЕРА С ОБЩИМ ВХОДОМ /пересчетной ячейки/

1. Введение	119
2. Общее описание процесса переброса...	121
3. Анализ фронтов	126
4. Максимальная рабочая частота	130
5. Влияние входного сигнала	135

Глава VI. НЕСИММЕТРИЧНЫЙ ТРИГГЕР С ЭМИТТЕРНОЙ СВЯЗЬЮ

1. Статический режим	141
2. Статический рабочий цикл	148
3. Работа триггера в режиме формирования	158
4. Работа триггера в режиме различителя /дискриминатора/ амплитуд	154
5. Переходный процесс при срабатывании	158
6. Переходный процесс при отпускании...	162

7. Основы динамического расчета	169
8. Роль источника сигналов	176

Глава УП. СИММЕТРИЧНЫЙ МУЛЬТИВИБРАТОР

1. Рабочий цикл основной схемы.....	179
2. Рабочая частота и ее стабильность..	181
3. Скважность импульсов	186
4. Мультивибратор с регулируемым смещением	188
5. Мультивибратор с фиксацией коллек- торных потенциалов	191

Глава УШ. ОДНОВИБРАТОР С ЭМИТТЕРНОЙ СВЯЗЬЮ

1. Статический расчет одновибратора..	196
2. Время выдержки и его стабильность..	199
3. Процесс восстановления	202

Глава I

СТАТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРНОГО КЛЮЧА

I. Рабочие области ключа

Ключевой режим, как показывает само название, характерен работой транзистора попеременно в двух основных состояниях - "максимально закрытом" и "максимально открытым". Поэтому предметом анализа транзисторного ключа является изучение этих крайних режимов, которые рассматриваются в данной главе, а также процессов перехода от одного крайнего режима к другому под действием управляющего сигнала. Эти процессы рассматриваются в главе II.

Транзисторный ключ может иметь три варианта, в зависимости от схемы включения триода: ОБ, ОЭ и ОК. Эти три варианта показаны на рис. I, причем положительные направления токов соответствуют "замкнутому", проводящему состоянию ключей.

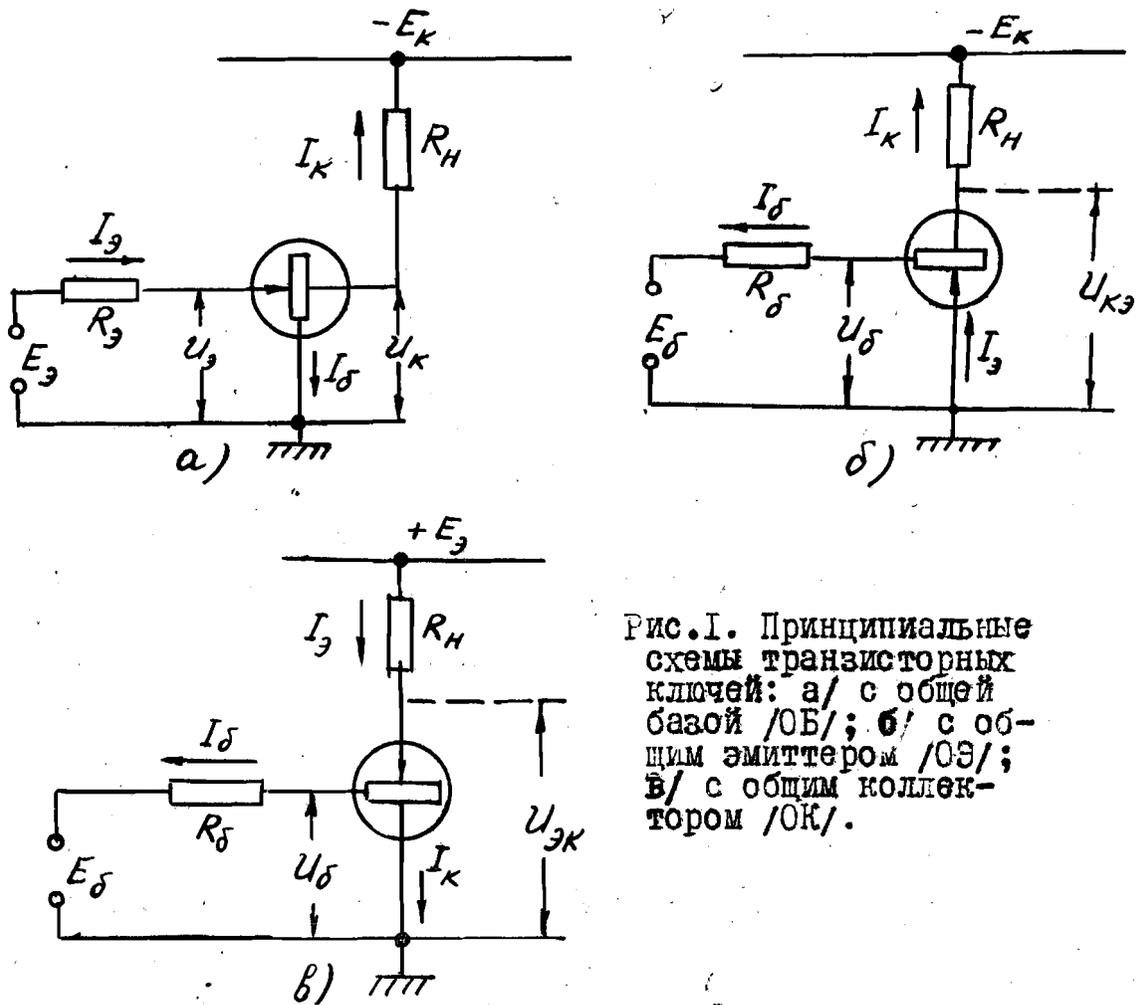


Рис. I. Принципиальные схемы транзисторных ключей: а/ с общей базой /ОБ/; б/ с общим эмиттером /ОЭ/; в/ с общим коллектором /ОК/.

Статические характеристики для трех включений транзистора представлены на рис. 2.

Для всех трех вариантов ключа на рис. 2 показаны линии нагрузки R_H и обе рабочие точки - O_1 и O_2 . Точки O_2 соответствуют замкнутому состоянию ключа, когда на нем падает незначительное напряжение, почти независимое от колебаний управляющего тока. Соответственно почти неизменным остаются ток и напряжение в цепи активной нагрузки. Такой режим называют РЕЖИМОМ НАСЫЩЕНИЯ ТРАНЗИСТОРА ПО ТОКУ. Точки O_1 соответствуют разомкнутому состоянию ключа, когда ток в цепи нагрузки

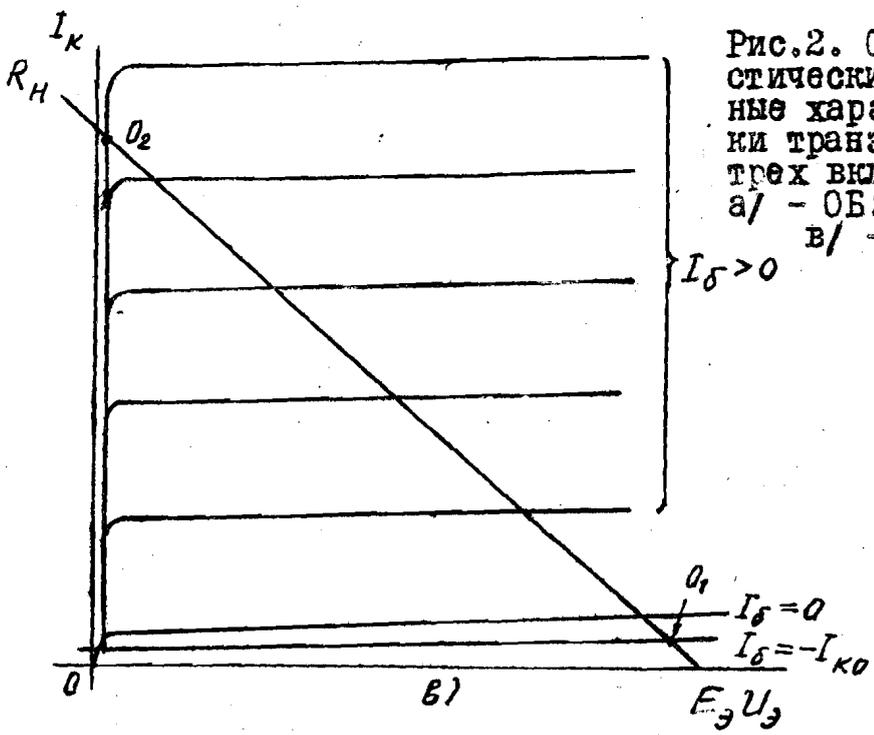
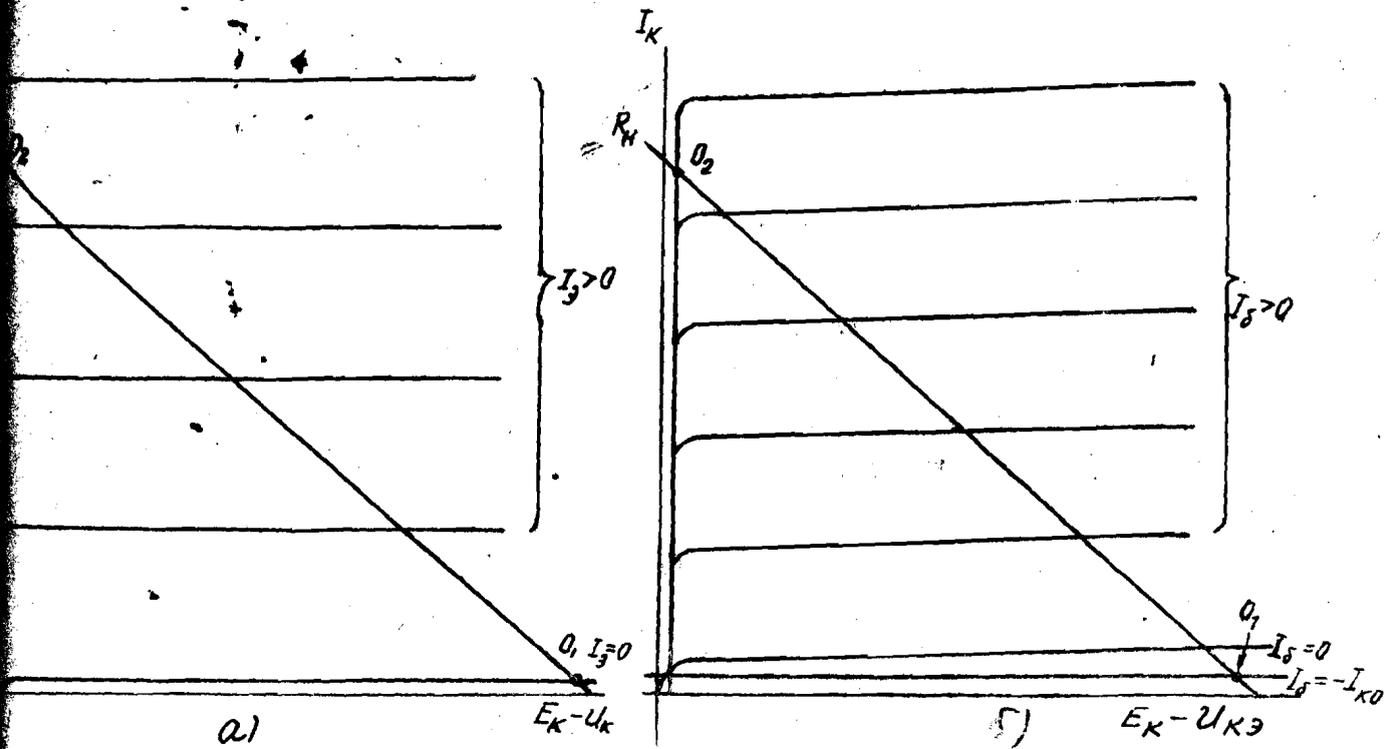


Рис.2. Статистические выходные характеристики транзистора в трех включениях:
 а/ - ОБ; б/ - ОЭ;
 в/ - ОК.

очень мал и почти все напряжение питания падает на ключе-транзисторе. Такой режим называют РЕЖИМОМ ОТСЕЧКИ ТОКА.

Рабочие точки, лежащие на линии нагрузки между

точками O_1 и O_2 , соответствуют АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ характеристик — основной в усилительной технике и переходной в ключевом режиме.

Анализ схем, работающих с достаточно малыми сигналами /например, усилителей/, основывается на л и н е й н о й эквивалентной схеме транзистора. Анализ схем, работающих с большими сигналами, в данном случае — ключей, требует наличия соответствующей н е л и н е й н о й эквивалентной схемы транзистора или хотя бы аналитической связи между токами и напряжениями в нем. Установлению такой связи посвящен следующий раздел.

2. Аналитические выражения для статических характеристик транзисторов

Прежде чем перейти к выводу аналитических выражений, остановимся на двух общих вопросах работы транзистора, лежащих в основе последующего анализа.

а/ До сих пор мы считали, что эмиттерный переход должен иметь п о л о ж и т е л ь н о е смещение, чтобы обеспечить ИНЪЕКЦИЮ неосновных носителей в базу и, тем самым, управление коллекторным током. На самом деле управляющее действие эмиттера сохраняется и при н е б о л ь ш и х отрицательных смещениях, меньших $/3 + 4/ \varphi_T$. При таких смещениях ток эмиттера имеет отрицательную величину, но его изменения, благодаря малой толщине базы, заметно влияют на распределение концентрации носителей в базе в целом и, в частности, на градиент концентрации у коллекторного перехода. Поэтому ток коллектора будет по-прежнему функцией эмиттерного тока. Поскольку при отрицательном токе эмиттера неосновные носители не "впрыскиваются" в базу, а "отсасываются" из нее, такой режим получил название режима ЭКСТРАКЦИИ.

б/ Вообще говоря, полупроводниковый триод является о б р а т и м ы м прибором, т.е. любой из его "крайних"

слоев можно использовать в качестве эмиттера, а второй - в качестве коллектора, задавая соответствующие смещения. Однако параметры триода в НОРМАЛЬНОМ /прямом/ и ИНВЕРСНОМ /обратном/ включениях, как правило, разные^{X/}. Различие в параметрах связано с различием в "геометрии" и материале крайних слоев, а также с характером распределения примесей в базе. В нормальном включении триода, т.е. в том, на которое ориентируются при его разработке, параметры лучше, чем в инверсном: $\beta_N \gg \beta_I, \tau_{cN} \ll \tau_{cI}, (P_{KN})_{\text{гон}} > (P_{KI})_{\text{гон}}$ и т.д.

Учитывая оба замечания, можно определить полупроводниковый триод как систему двух взаимодействующих р-п переходов, в которой каждый из переходов, во-первых, вызывает возмущение концентрации носителей в базе путем инжекции или экстракции и, во-вторых, воспринимает возмущение, вызванное другим переходом. Считая оба процесса независимыми, изобразим триод в виде схемы, показанной на рис. За. Здесь диодные элементы отражают процессы инжекции и экстракции в соответствующем переходе, а генераторы тока - влияние одного перехода на другой. Как видим, при любом сочетании напряжений на переходах, каждый ток является суммой двух составляющих - "собственной" и "чужой". В дальнейшем эти компоненты мы будем называть "инъектируемыми" и "собираемыми".

Инъектируемые составляющие I_1 и I_2 определяются напряжениями на переходах. Собираемые составляющие $\alpha_N I_1$ и $\alpha_I I_2$ не зависят от напряжений на переходах, так как носители /дырки/, движущиеся в направлении этих токов, не преодолевают потенциальных барьеров, а свободно "скатываются" в них.

X/ В ламповой технике есть аналогичный пример: на сетку можно подать положительное смещение и управлять ее током с помощью отрицательного потенциала анода. Крутизна при этом значительно меньше, чем в нормальном включении.

Необходимо подчеркнуть, что эквивалентная схема на рис. 3а является лишь первым приближением. В действительности взаимодействие переходов в триоде сложнее и не ограничивается "обменом" инжектируемыми компонентами токов.

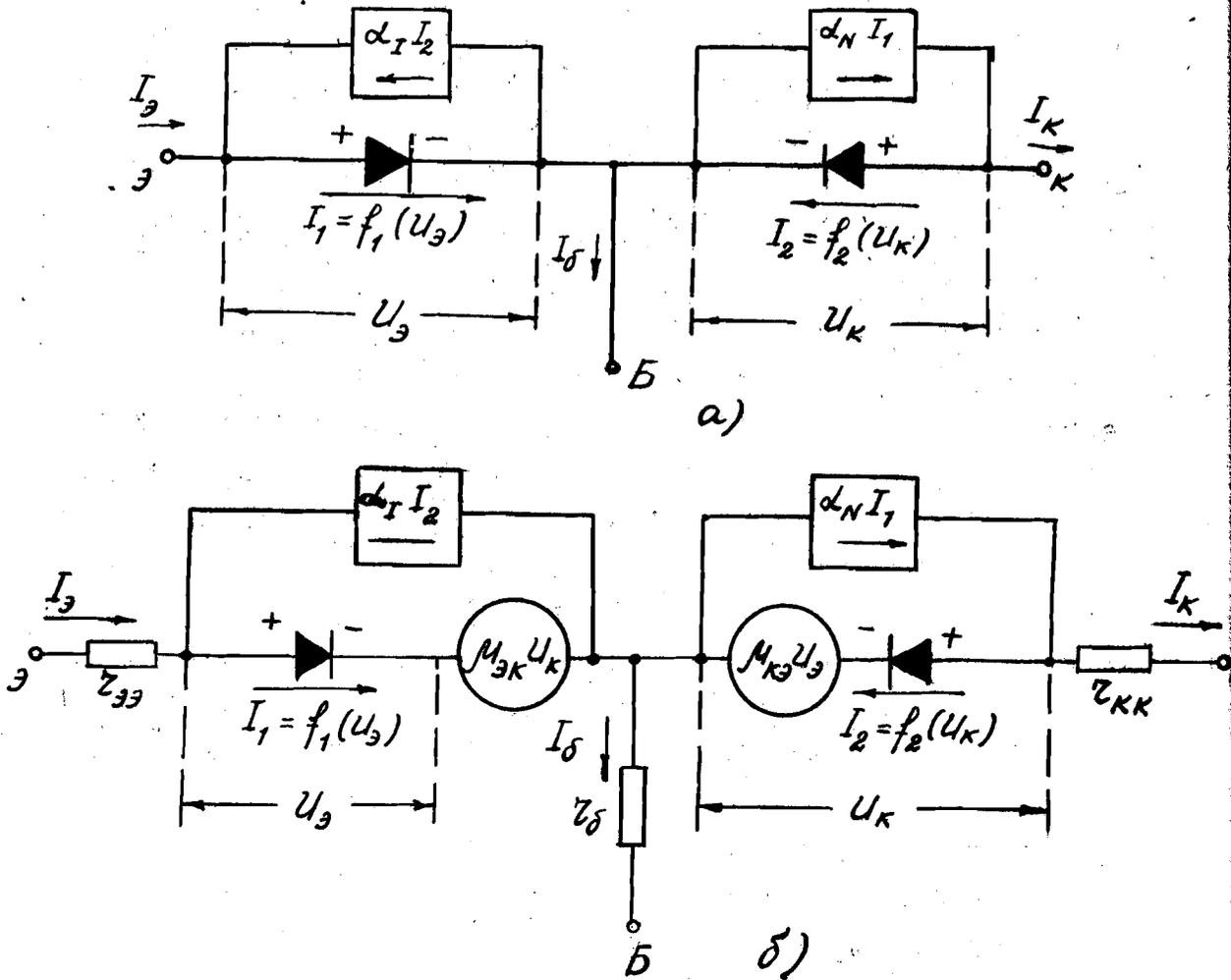


Рис. 3. Низкочастотные эквивалентные схемы полупроводникового триода для больших сигналов / I_1, I_2 - инжектируемые составляющие токов; α_N, α_I - коэффициенты передачи тока в нормальном и инверсном включениях/:

- а/ упрощенная схема идеализированного триода;
- б/ полная схема.

Из рис. 3б видно, что в реальном триоде имеют место дополнительные формы связи между переходами: через общее сопротивление базы Z_δ и через модуляцию толщины базы /отражаемую генераторами MU /. Кроме того, видно, что напряжения на переходах не равны внешним межэлектродным напряжениям из-за наличия сопротивления Z_δ и сопротивлений слоев эмиттера (Z_{33}) и коллектора (Z_{KK}).

Точные математические выражения, учитывающие все формы взаимодействия переходов, были бы чрезмерно сложны и практически мало полезны. Достаточно строгие и в то же время простые соотношения получаются на основе идеализированной схемы /рис. За/, т.е. при пренебрежении сопротивлением базы, сопротивлениями слоев /которые не учитывались и до сих пор/ и эффектом модуляции толщины базы.

Запишем токи I_3 и I_K в виде суммы инжектируемых и собираемых компонентов, причем за положительное направление тока I_K примем то, которое показано на рис. 1:

$$I_3 = I_1 - \alpha_I I_2, \quad /1a/$$

$$I_K = \alpha_N I_1 - I_2. \quad /1б/$$

Отсюда легко найти инжектируемые компоненты I_1 и I_2 , если известны полные /внешние/ токи I_3 и I_K :

$$I_1 = \frac{I_3 - \alpha_I I_K}{1 - \alpha_N \alpha_I}, \quad /2a/$$

$$I_2 = \frac{\alpha_N I_3 - I_K}{1 - \alpha_N \alpha_I}. \quad /2б/$$

Связь этих инжектируемых токов с напряжениями на переходах в статическом режиме дается известной формулой вольтамперной характеристики диода:

$$I_1 = I_{01} \left(e^{\frac{U_3}{U_T}} - 1 \right), \quad /3a/$$

$$I_2 = I_{02} \left(e^{\frac{U_K}{U_T}} - 1 \right). \quad /3б/$$

Определим величины I_{01} и I_{02} в этих выражениях. Для этого сначала воспользуемся известным соотношением

для нормального включения триода

$$I_K = \alpha_N I_3 + I_{K0},$$

которое действительно при $|U_K| \gg \varphi_T$ ^{x/}. Подставляя сюда выражения /1/, /3/ и учитывая условие $| -U_K | \gg \varphi_T$, получим:

$$I_{02} = \frac{I_{K0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}.$$

Для инверсного включения триода воспользуемся аналогичным соотношением:

$$I_3 = \alpha_I I_K - I_{30}.$$

Здесь I_{30} - температурный ток эмиттера /измеряется при "оборванном" коллекторе и отрицательном смещении на эмиттере/. Подставляя выражения /1/, /3/ и учитывая условие $| -U_3 | \gg \varphi_T$, получим

$$I_{01} = \frac{I_{30}}{1 - \alpha_N \alpha_I}.$$

Зная токи I_{01} и I_{02} , запишем инжектируемые компоненты I_1 и I_2 в следующем виде:

$$I_1 = \frac{I_{30}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{\frac{U_3}{\varphi_T}} - 1 \right), \quad /4a/$$

$$I_2 = \frac{I_{K0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{\frac{U_K}{\varphi_T}} - 1 \right). \quad /4б/$$

Теперь из формул /1/ легко получить зависимость эмиттерного и коллекторного токов от напряжений на пере-

x/ Неравенства $U \gg \varphi_T$ применительно к выражениям типа /3/ означают $U > (3-4)\varphi_T$, так как при этом $e^{\frac{U}{\varphi_T}} \gg 1$ и $e^{-\frac{U}{\varphi_T}} \ll 1$.

ходах:

$$I_3 = \frac{I_{30}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{\frac{U_3}{\mathcal{U}_T}} - 1 \right) - \frac{\alpha_I I_{K0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{\frac{U_K}{\mathcal{U}_T}} - 1 \right), \quad /5a/$$

$$I_K = \frac{\alpha_N I_{30}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{\frac{U_3}{\mathcal{U}_T}} - 1 \right) - \frac{I_{K0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{\frac{U_K}{\mathcal{U}_T}} - 1 \right). \quad /5б/$$

Ток базы является разностью этих токов и равен

$$I_0 = \frac{(1 - \alpha_N) I_{30}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{\frac{U_3}{\mathcal{U}_T}} - 1 \right) + \frac{(1 - \alpha_I) I_{K0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{\frac{U_K}{\mathcal{U}_T}} - 1 \right). \quad /5в/$$

Важное значение выведенных формул /5/ заключается в том, что они дают аналитическое выражение для статических характеристик полупроводникового триода при любом режиме его работы: в области отсечки, в активной области и в области насыщения по току.

Можно показать, что в триоде соблюдается так называемый "принцип взаимности", известный из теории линейных электрических цепей. В данном случае этот принцип означает, что

$$|I_3(U_K)|_{U_3=0} = |I_K(U_3)|_{U_K=0}$$

Отсюда получаем полезное соотношение

$$\alpha_N I_{30} = \alpha_I I_{K0}, \quad /6/$$

которое показывает, что одну из входящих в него величин можно найти, зная три остальных. Обычно величины α_N и I_{K0} известны. Измерив дополнительно ток I_{30} , получаем возможность пользоваться формулами /5/ для необходимых расчетов.

В последующих разделах мы применим выражения /5/ для анализа крайних состояний транзисторного ключа - в областях отсечки и насыщения.

В основу определения границ этих областей положим принцип отсутствия или наличия инъекции через соответствующий переход.

УСЛОВИЕМ ОТСЕЧКИ будет отсутствие инъекции в обоих переходах: $U_3 < 0$ и $U_K < 0$.

УСЛОВИЕМ НАСЫЩЕНИЯ будет наличие инъекции в обоих переходах $U_3 > 0$ и $U_K > 0$.

Выражения /4/ показывают, что условия отсечки и насыщения можно было бы записать в виде таких же неравенств относительно инжектируемых токов I_1 и I_2 . Однако эти "токовые" определения будут равносильны "потенциальным" только в статическом режиме.

3. Область отсечки

На рис. 4 показана зависимость токов триода от эмиттерного и базового напряжения в области отсечки при условии $|U_K| \gg \varphi_T$, характерном для обычных ключевых схем. Эти кривые, построенные по формулам /5/, показывают следующее.

а/ Ток базы отрицателен, практически не зависит от эмиттерного напряжения и делается равным нулю лишь в активной области.

б/ Ток эмиттера при достаточно "глубокой" отсечке отрицателен и значительно меньше базового тока. По мере уменьшения запирающего потенциала U_3 эмиттерный ток проходит через нулевое значение, делается положительным и при $U_3 \approx 0$ превышает ток базы.

в/ Ток коллектора положителен и больше тока эмиттера.

Штриховые кривые, построенные для граничного случая $U_K = 0$, показывают, что при очень малых коллекторных потенциалах $|U_K| < (3-4) \varphi_T$ ток базы существенно уменьшается, а токи эмиттера и коллектора делаются отрицательными и близкими по величине. Однако такой режим практи-

чески мало интересен.

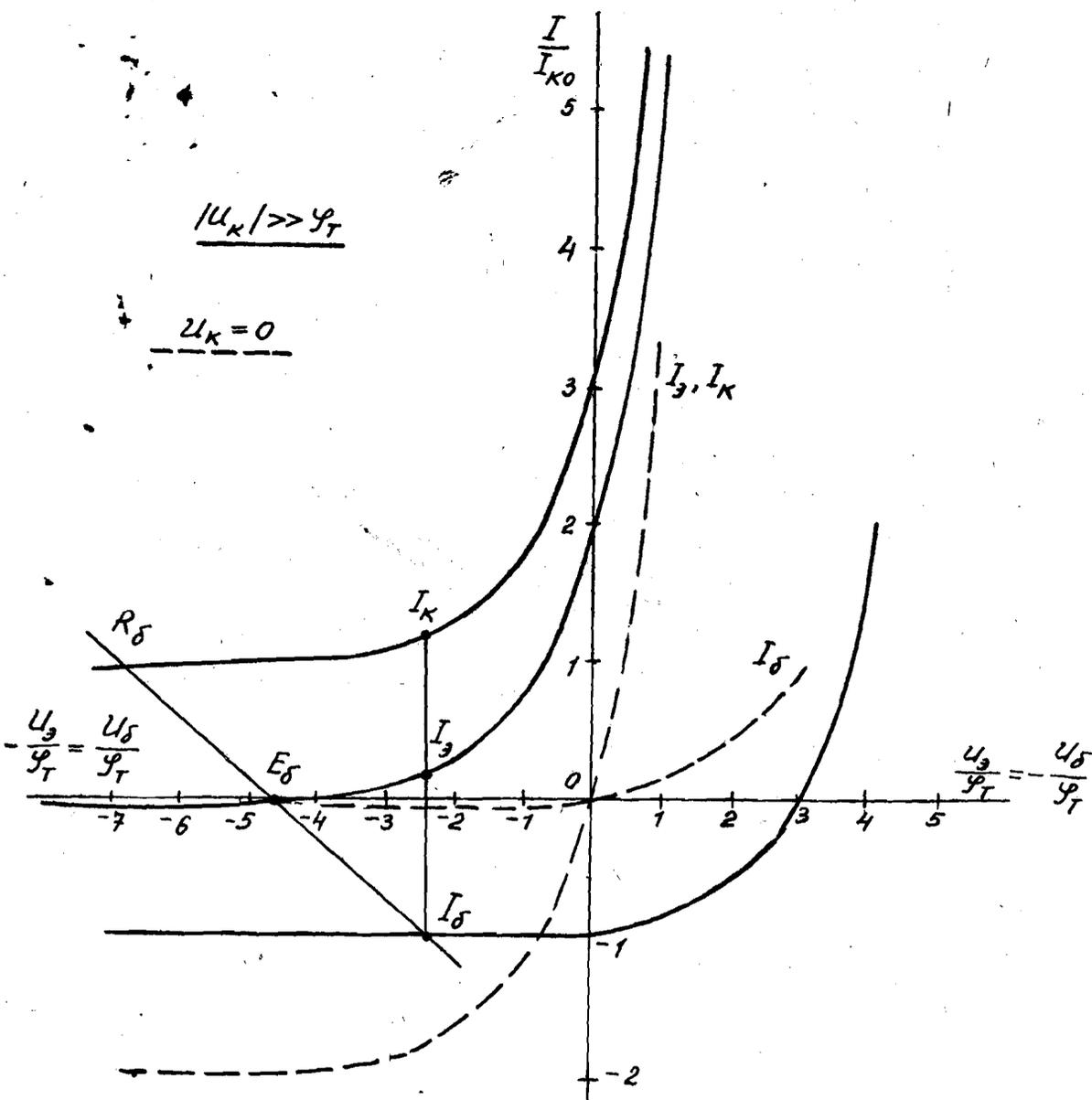


Рис. 4. Характеристики типичного транзистора в области отсечки / $I_{K0} = 5$ мка, $\beta_N = 40$, $\beta_I = 2$ /.

Перейдем к количественным оценкам. Для этого сделаем следующее. Выразим ток I_{30} через I_{K0} , согласно /6/, и подставим в формулы /5/. Заменим коэффициенты α в формулах /5/ на коэффициенты β из соотношения:

$$\alpha = \frac{\beta}{1 + \beta}$$

и, учитывая, что в обычных, несимметричных триодах $\beta_N \gg \beta_I > 1$,

сделаем соответствующие пренебрежения^{х/}. Наконец, полагая $|U_K| \gg \mathcal{U}_T$ и $|U_3| \gg \mathcal{U}_T$, получим значения токов при "глубокой" отсечке:

$$I_3 \approx -\frac{\beta_I}{\beta_N} I_{K0}, \quad /7a/$$

$$I_K \approx I_{K0}, \quad /7б/$$

$$I_0 \approx -I_{K0}. \quad /7в/$$

Полагая $U_3 = 0$, получим значения токов на границе отсечки:

$$I_3 \approx \beta_I I_{K0}, \quad /8a/$$

$$I_K \approx (1 + \beta_I) I_{K0}, \quad /8б/$$

$$I_0 \approx -I_{K0}. \quad /8в/$$

Как видим, можно констатировать, что в области отсечки все токи имеют порядок I_{K0} , хотя ток эмиттера может быть и существенно меньше. В частности, он равен нулю при напряжении

$$U_3 = -U_0 = -\mathcal{U}_T \ln(1 + \beta_N), \quad /9a/$$

что легко получается из формулы /5а/. Попутно укажем, что ток базы равен нулю в активной области при напряжении

$$U_3 = -U_0 = \mathcal{U}_T \ln \frac{\beta_N}{\beta_I}; \quad /9б/$$

это нетрудно показать, используя формулу /5в/.

х/ у хороших триодов обычно $\beta_N > 20$, тогда как $\beta_I = 2 \div 3$.

В заключение необходимо отметить, что полученные выражения для токов, а также графики на рис. 4 могут быть использованы при любой схеме клина. Важно только правильно оценить величину напряжений непосредственно между электродами триода. Например, обратимся к ключу с общим эмиттером /рис. 1б/. В этом ключе

$$U_3 = -U_5 = -(E_5 + I_5 R_5),$$

$$U_K = U_{K3} - U_5 = (-E_K + I_K R_H) - (E_5 + I_5 R_5).$$

Поскольку в области отсечки токи I_5 и I_K не превышают величины I_{K0} , то при достаточно малых сопротивлениях R_5 и R_H можем записать:

$$U_3 = -U_5 \approx -E_5,$$

$$U_K \approx -E_K - E_5.$$

Значит, условия отсечки $|U_3 < 0$ и $U_K < 0$ в ключе ОЭ означают:

$$-E_5 < 0 \quad \text{или} \quad E_5 > 0,$$

$$-E_K - E_5 < 0 \quad \text{или} \quad E_5 > -E_K.$$

Нетрудно заметить, что необходимым и достаточным условием отсечки в этом случае будет положительная величина E_5 .

Если сопротивление R_5 велико и с падением напряжения на нем нельзя не считаться, то на рис. 4 нужно провести линию нагрузки, соответствующую этому сопротивлению и в точке пересечения с кривой I_5 найти величины I_5 , U_5 , а затем остальные токи. При весьма больших R_5 /если $R_5 > \frac{E_5}{I_{K0}}$ / триод будет работать в активной области, несмотря на положительную полярность источника E_5 .

Из аналогичных соображений получим условия отсечки для ключа ОБ /рис. 1а/:

$$E_3 < 0 \quad \text{и} \quad E_K < 0$$

и для ключа ОК /рис. 1в/:

$$E_3 > 0 \quad \text{и} \quad E_3 > E_3.$$

Как видим, для запираания ключа ОК требуется сигнал, больший, чем напряжение питания.

4. Область насыщения

В разделе 2 мы определили режим насыщения, как режим двойной инжекции, когда потенциалы эмиттера и коллектора положительны:

$$U_3 > 0 \quad \text{и} \quad U_K > 0$$

В ключах ОБ и ОЭ выполнение первого неравенства обеспечивается должной полярностью управляющего сигнала, а выполнение второго неравенства - должной величиной сигнала. Действительно, в схеме ОЭ /рис. 1б/ эмиттерный переход получает положительное смещение при условии $U_3 < 0$, т.е. $E_3 + I_3 R_3 \approx E_3 < 0$, а коллекторный переход - при условии

$$-E_K + I_K R_H > 0.$$

Последнее неравенство выполняется лишь при достаточно большом токе I_K и, значит, при достаточно большом управляющем токе I_3 .

В ключе ОК /рис. 1в/ сигнал отрицательной полярности обеспечивает оба условия $U_K > 0$ и $U_3 > 0$.

Напряжения U_3 , U_K и $U_{K3} = U_K - U_3$ в насыщенном триоде не могут превышать высоту равновесного потенциального барьера φ_0 /см. ч. 3, гл. 3/ и обычно лежат в пределах 0,1 + 0,2 в. Напряжения источников питания и

источников сигнала в транзисторных ключах, как правило, много больше этой величины. Поэтому практически в режиме насыщения оказываются заданными ток и нагрузки и сигнала. Например, в ключе ОЭ задаются токи

$$I_{\delta} = \frac{U_{\delta} - E_{\delta}}{R_{\delta}} \approx -\frac{E_{\delta}}{R_{\delta}}; \quad I_{\kappa} = \frac{U_{\kappa} - (-E_{\kappa})}{R_{\kappa}} \approx \frac{E_{\kappa}}{R_{\kappa}}$$

Следовательно, целесообразно ввести "токовые" критерии насыщения, в отличие от "потенциальных" критериев $U_{\delta} > 0, U_{\kappa} > 0$, использованных выше.

Так как инжекция через эмиттерный переход обеспечивается соответствующей полярностью сигнала, то критерий насыщения должен дополнительно обеспечить инжектируемую составляющую и в коллекторном переходе. Из выражения /26/ легко увидеть, что $I_2 > 0$ при условии

$$\alpha_N I_3 > I_{\kappa}$$

Отсюда, пользуясь соотношением $I_3 = I_{\kappa} + I_{\delta}$, легко получить "токовые" критерии насыщения в следующих трех равносильных формах:

$$I_3 \geq \frac{I_{\kappa}}{\alpha_N}, \quad /10a/$$

$$I_{\delta} \geq \frac{I_{\kappa}}{\beta_N}, \quad /10б/$$

$$I_{\delta} \geq \frac{I_3}{1 + \beta_N}, \quad /10в/$$

где знак равенства соответствует границе насыщения.

На рис. 5 показаны "структурные" диаграммы токов в насыщенном триоде. Внимательное рассмотрение этих графиков поможет глубже освоить сущность режима насыщения и

взаимосвязь инжектируемых и собираемых составляющих токов в этом режиме, что весьма полезно при последующем изучении переходных процессов в ключах.

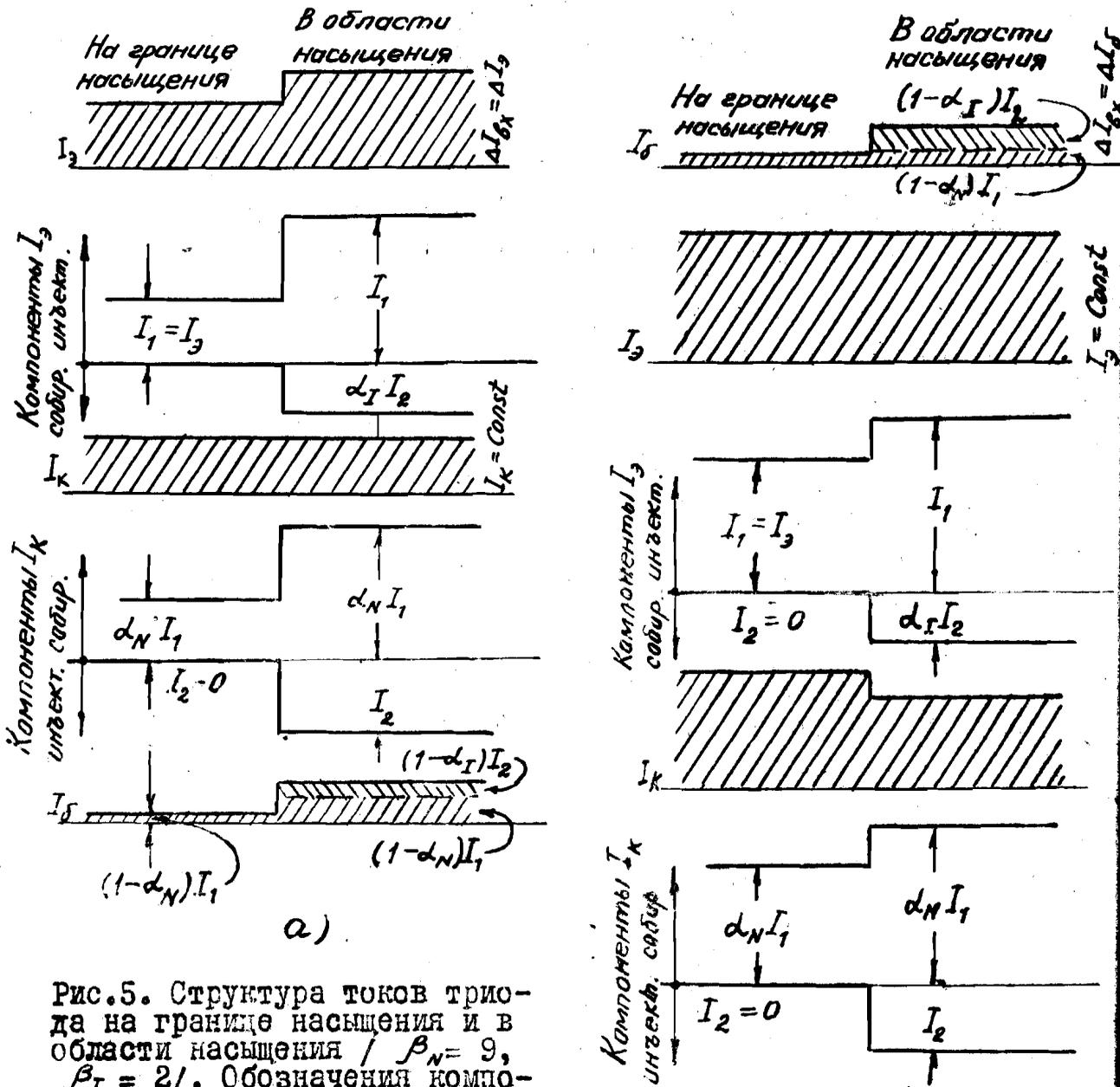


Рис.5. Структура токов триода на границе насыщения и в области насыщения / $\beta_N = 9$, $\beta_I = 2$ /. Обозначения компонентов токов см. на рис. 3.
 а/ ключ с коллекторной нагрузкой /ОБ или ОЭ/;
 б/ ключ с эмиттерной нагрузкой.

Неравенства /Ю/ выведены для нормального включения триода. При инверсном включении^{Х/} управляющим является

^{Х/} Примером инверсного включения может быть ключ на рис.1в, если источник питания $+E_s$ заменить на $-E_s$. Тогда положительным током "эмиттера" будет ток $-I_k$, а положительным током "коллектора" будет ток $-I_3$.

ток $(-I_k)$, а нагрузочным - ток $(-I_3)$. Поэтому токовый критерий насыщения для инверсного включения должен исходить из наличия инжектируемой составляющей в эмиттерном переходе, т.е. из условия $I_1 > 0$. Из формулы /2а/ получается соотношение

$$\alpha_I I_k > I_3,$$

откуда нетрудно сделать вывод, что для инверсного включения в критериях /10/ нужно использовать инверсные параметры и поменять местами индексы "к" и "э".

Наряду с критериями насыщения желательно иметь количественную характеристику глубины насыщения триода. Определим СТЕПЕНЬ НАСЫЩЕНИЯ как относительное превышение управляющего тока над значением, соответствующим границе насыщения:

$$N_{ЭК} = \frac{I_3 - \frac{I_k}{\alpha_N}}{I_k / \alpha_N} = \frac{\alpha_N I_3 - I_k}{I_k}, \quad /IIa/$$

$$N_{БК} = \frac{I_3 - \frac{I_k}{\beta_N}}{I_k / \beta_N} = \frac{\beta_N I_3 - I_k}{I_k}, \quad /IIб/$$

$$N_{БЭ} = \frac{I_3 - \frac{I_3}{1 + \beta_N}}{I_3 / (1 + \beta_N)} = \frac{(1 + \beta_N) I_3 - I_3}{I_3} \quad /IIв/$$

Здесь первый индекс означает управляющий электрод, а второй - электрод, в цепь которого включена нагрузка.

Учитывая соотношения между токами I_3 , I_3 , I_k в триоде, можно показать, что указанные степени насыщения связаны друг с другом следующим образом:

$$N_{БК} = N_{БЭ} = N_{ЭК} (1 + \beta_N). \quad /12/$$

Это значит, что степень насыщения по базе всегда значительно выше, чем по эмиттеру.

С физической точки зрения степень насыщения характеризует величину избыточного заряда неосновных носителей в базе триода.

В самом деле, баланс заряда в базе определяется приходом или уходом дырок через эмиттер и коллектор, а также рекомбинацией в слое базы и может быть выражен следующим простым уравнением:

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{Q}{\tau} + I_E - I_K = -\frac{Q}{\tau} + I_B. \quad /13/$$

Под величиной Q понимается заряд неравновесных дырок, т.е. таких, которые появляются в результате инжекции или исчезают в результате экстракции. Под величиной τ понимается время жизни, значение которого будет уточнено в следующем разделе.

В статическом режиме триода $\frac{dQ}{dt} = 0$ заряд в базе, как следует из /13/, однозначно определяется базовым током и временем жизни:

$$Q = I_B \tau. \quad /14/$$

На границе насыщения ток базы, как известно, равен I_K / β_N . Соответственно граничный заряд в базе равен:

$$Q_0 = \frac{I_K}{\beta_N} \tau. \quad /15/$$

В самой области насыщения ток базы в $(N_{BK} + 1)$ раз больше граничного значения. Соответственно избыточный /по отношению к граничному/ заряд в базе равен

$$Q_{изб.} = Q_N - Q_0 = N_{BK} \frac{I_K}{\beta_N} \tau. \quad /16/$$

"Зарядным" критерием насыщения является условие

$$Q_{изб.} > 0.$$

Разумеется, между токовым и зарядным критериями существует связь. Ее удобно выразить в виде соотношений между инжектируемыми компонентами токов через переходы и избыточным зарядом в базе. Из выражений /26/ и /IIa/ нетрудно получить

$$I_2 = N_{ЭК} \frac{I_K}{1 - \alpha_N \alpha_I}$$

Сравнивая с формулой /16/ и учитывая /12/, приходим к первому соотношению:

$$I_2 = \frac{Q_{УЗД}}{\tau} \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N \alpha_I} \quad /17a/$$

Аналогично для инверсного включения, используя /2a/, получаем

$$I_1 = \frac{Q_{УЗД}}{\tau} \frac{\alpha_I}{1 - \alpha_N \alpha_I} \quad /17б/$$

Соотношения /17/ действительны только в статическом режиме.

При анализе переходных процессов в транзисторных ключах "метод заряда" оказывается предпочтительным.

В заключение данного раздела рассмотрим зависимость межэлектродных напряжений насыщенного триода от токов, которые, как известно, в данном режиме обычно заданы.

Для этого нужно решить уравнения /5/ относительно напряжений U_3 и U_K . Мы сделаем это применительно к ключу ОЭ, который является основой последующих импульсных схем. Решая совместно уравнения /5б/ и /5в/, используя соотношение /6/ и учитывая, как и раньше неравенство $\beta_N \gg \beta_I > 1$, получим:

$$U_3 \approx \varphi_T \ln \left[\frac{I_K + (1 + \beta_I) I_D}{\beta_I I_{K0}} + 1 \right], \quad /18a/$$

$$U_K \approx \varphi_T \ln \left(\frac{\beta_N I_D - I_K}{\beta_N I_{K0}} + 1 \right), \quad /18б/$$

$$U_{KЭ} = U_K - U_3 \approx \varphi_T \ln \frac{I_{K0} + I_D + \frac{I_K + I_D}{\beta_I}}{I_{K0} + I_D - \frac{I_K}{\beta_N}} \quad /18в/$$

Эти выражения, разумеется, действительны и для других включений триода, если подставить соответствующие управляющие и нагрузочные токи.

Из выражений /18/ можно сделать следующие выводы.

а/ С увеличением базового тока напряжения на переходах U_{β} и U_{κ} растут, а напряжение между коллектором и эмиттером /т.е. напряжение на замкнутом ключе ОЭ/ уменьшается. В пределе, при $I_{\beta} \rightarrow \infty$, напряжение $U_{\kappa\beta}$ стремится к минимальному значению

$$(U_{\kappa\beta})_{\min} = -\varphi_T \ln \frac{1}{\alpha_I}, \quad /19/$$

которое при $\beta_I = 2 + 3$ составляет около 10 мв.

б/ Межэлектродные напряжения зависят от соотношения рабочих токов I_{κ} , I_{β} и температурного тока $I_{\kappa 0}$. С увеличением последнего напряжения уменьшаются. Учитывая, что ток $I_{\kappa 0}$ в германиевых транзисторах возрастает примерно вдвое при повышении температуры на 10° , можно из формул /18/ получить следующую приближенную зависимость

$$\Delta U_{\beta} \approx \Delta U_{\kappa} \approx -0,07 \varphi_T \Delta t^{\circ}. \quad /20/$$

Напряжение $U_{\kappa\beta}$ зависит от температуры значительно слабее, так как ток $I_{\kappa 0}$ входит и в числитель и в знаменатель формулы /18в/. Влияние изменений потенциала φ_T с температурой менее существенно, чем влияние тока $I_{\kappa 0}$, и с ним можно не считаться.

На рис. 6 показана зависимость межэлектродных напряжений от величины базового тока, т.е. в сущности от степени насыщения триода. Из этих кривых видно, что степень насыщения $N_{\beta\kappa} = 3 + 5$ вполне достаточна для того, чтобы возможные изменения базового тока, а также тока $I_{\kappa 0}$ /в частности, от температуры/ мало отражались на величине напряжения $U_{\kappa\beta}$. Кроме того, очевидно, что входное напряжение $U_{\beta} = -U_{\beta}$ практически не зависит от тока

базы /т.е. от степени насыщения/ и определяется током нагрузки.

Исходя из соотношения $I_B = I_K + I_G$, можно использовать кривые на рис. 6 для анализа ключей ОБ и ОК.

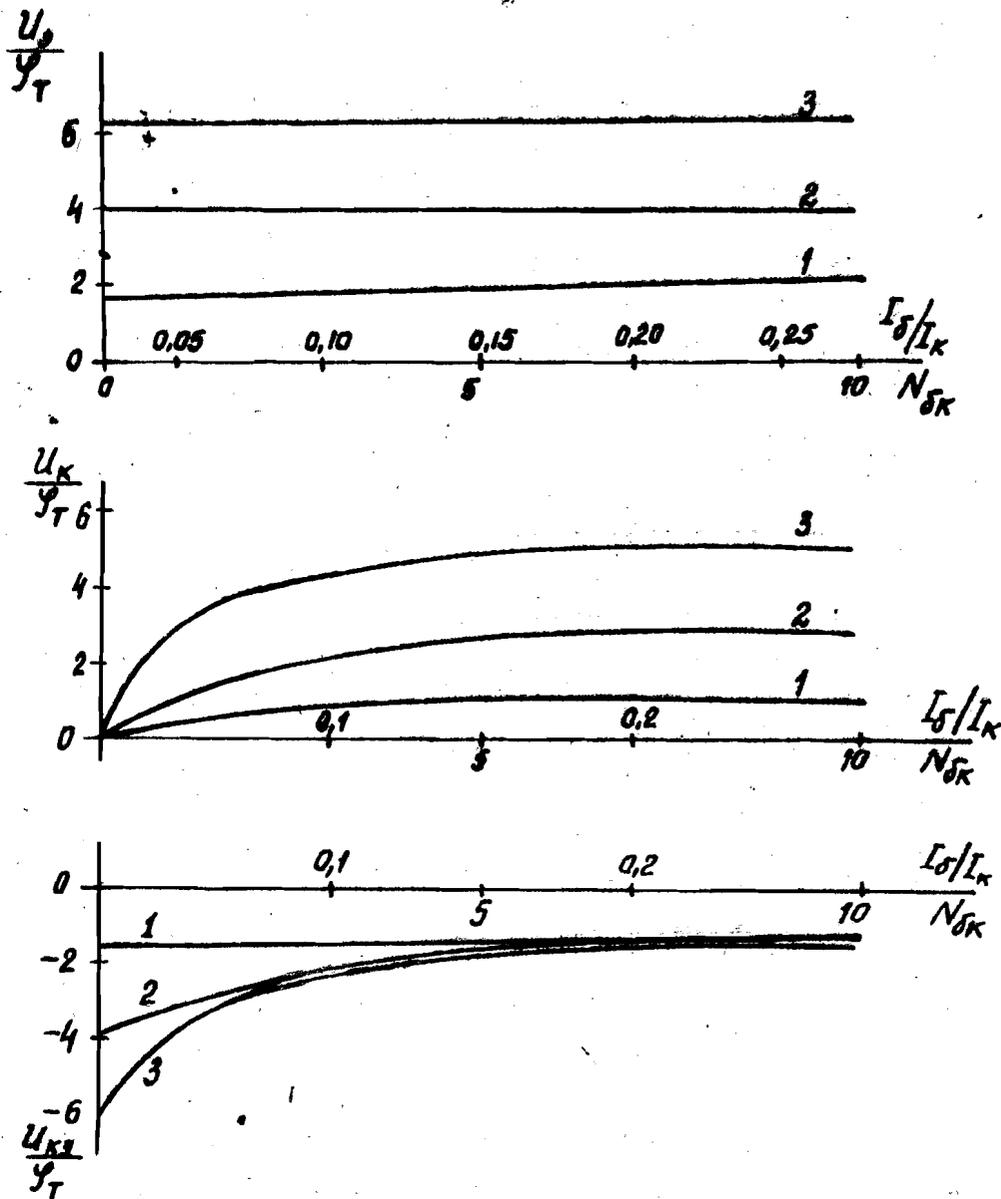


Рис. 6. Характеристики типичного триода / $\beta_N = 40$, $\beta_T = 2$ / в области насыщения и на ее границе; зависимость межэлектродных напряжений от управляющего тока базы /т.е. от степени насыщения/ при разных значениях тока нагрузки: 1/ $I_K/I_{K0} = 10$; 2/ $I_K/I_{K0} = 100$; 3/ $I_K/I_{K0} = 1000$.

5. Оценка транзисторных ключей в статическом режиме

Проведенный выше анализ и рассмотренные иллюстрации позволяют сделать следующие выводы.

а/ Поскольку падение напряжения на насыщенном транзисторе очень мало, "замкнутый" транзисторный ключ гораздо ближе к идеальному /механическому/, чем ламповый.

б/ При "разомкнутом" состоянии транзисторного ключа через нагрузку протекает некоторый "остаточный" ток, не превышающий нескольких $I_{к0}$. У хороших германиевых транзисторов $I_{к0} < 5$ мка, а у кремниевых несравненно меньше, так что "остаточный" ток в худшем случае лишь на порядок превышает ток утечки через панельку или цоколь электронной лампы /при напряжении питания 100+200 в/.

в/ Условием, при котором "остаточный" ток I_0 пренебрежимо мал, является достаточно малое падение напряжения, которое он дает на нагрузке R_H , по сравнению с напряжением питания E :

$$I_0 R_H \ll E \quad \text{или} \quad R_H \ll \frac{E}{I_0} \quad /21/$$

Условие /21/ должно выполняться при максимальном токе $I_{к0}$, т.е., в частности, при максимальной температуре $p-n$ переходов.

г/ Из рис. 7, где наглядно представлены токи и напряжения в крайних областях работы ключей, следует, что наиболее чувствительны по току /т.е. требуют наименьшего размаха управляющего тока/ ключи ОЭ и ОК. Наиболее чувствительны по напряжению /т.е. требуют наименьшего размаха управляющего напряжения/ ключи ОЭ и ОБ. Ключ ОЭ следует признать в общем оптимальным.

д/ Ключ ОК требует управляющего напряжения, большего чем напряжение питания. Это возможно только в том случае,

когда управляющая часть схемы питается от более высоко-
вольтного источника, чем ключ^{X/}. Поэтому ключ ОК приме-
няется редко. Его преимуществом является очень малая ве-
личина "остаточного" тока нагрузки в максимально запертом
состоянии /см. рис. 7а/.

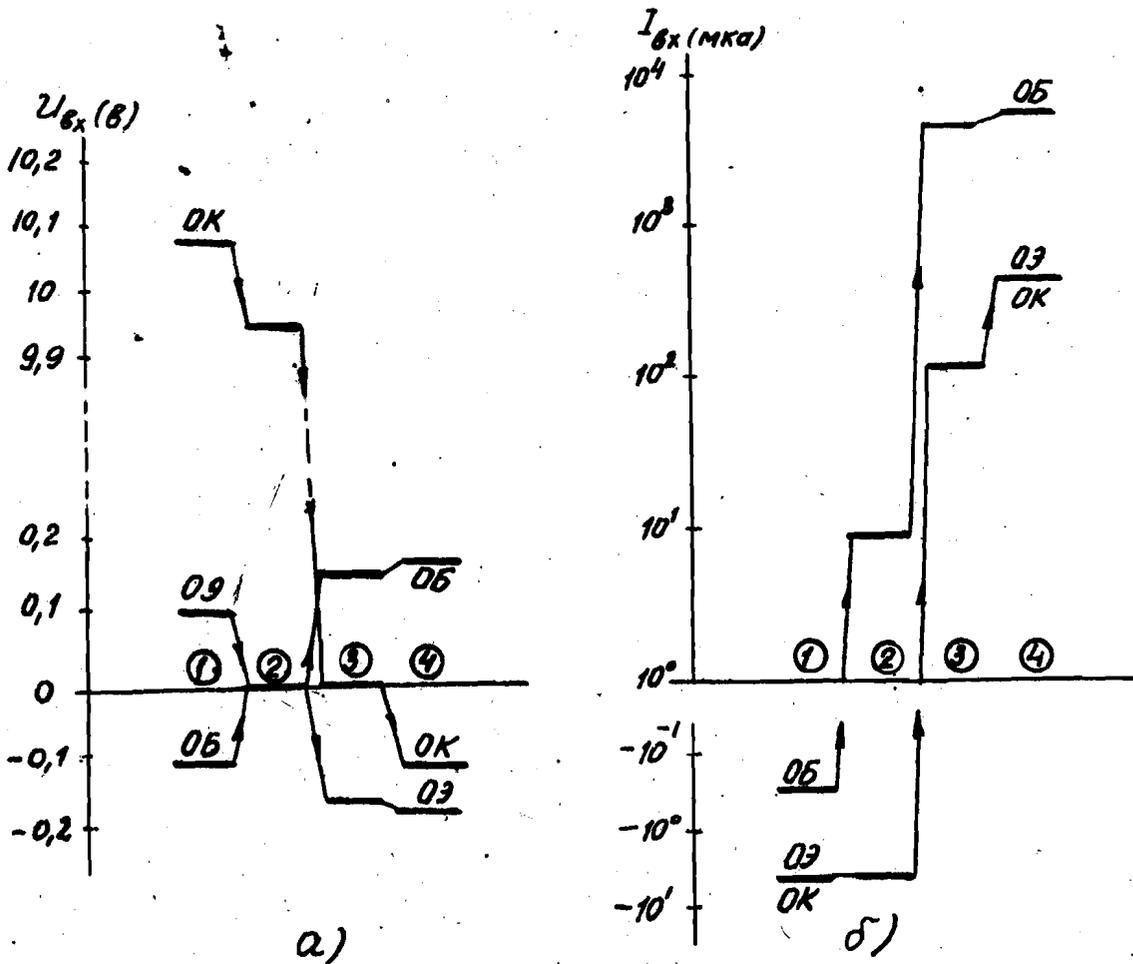


Рис. 7. Сравнительная оценка чувствительности
транзисторных ключей по напряжению /а/ и по току /б/.
Масштабы некоторых графиков условны. На всех графиках:

- 1. - область глубокой отсечки;
- 2. - граница отсечки;
- 3. - граница насыщения;
- 4. - область насыщения.

X/ Применение трансформаторов также решает задачу, но,
разумеется, только при импульсном режиме работы
ключа.

е/ Если в общем случае /рис. 8/ питающие напряжения велики по сравнению с межэлектродными напряжениями насыщенного транзистора /т.е. практически, если $E_i > I$ в/, то транзистор можно считать единой точкой с потенциалом U_T , определяемым по формуле узлового напряжения:

$$U_T = \frac{\sum E_i g_i}{\sum g_i}$$

/22a/

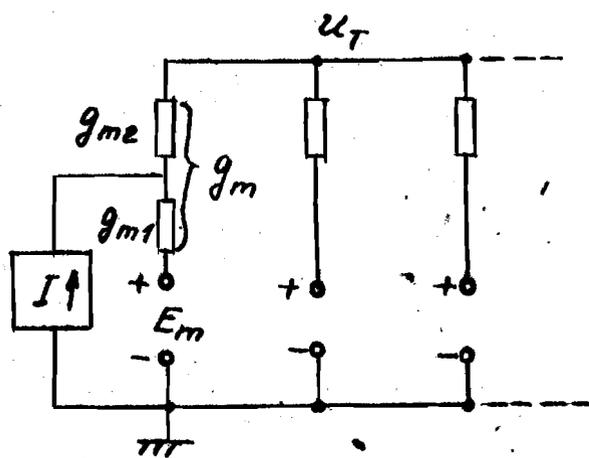
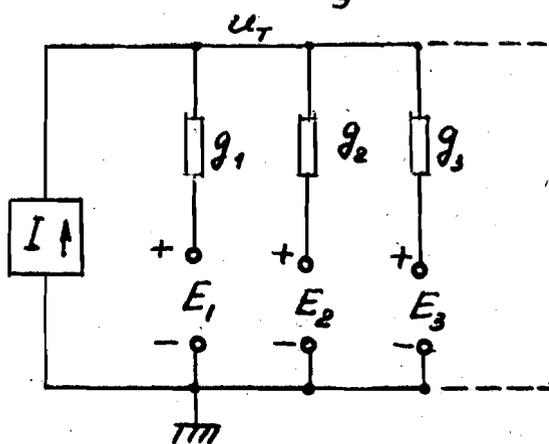
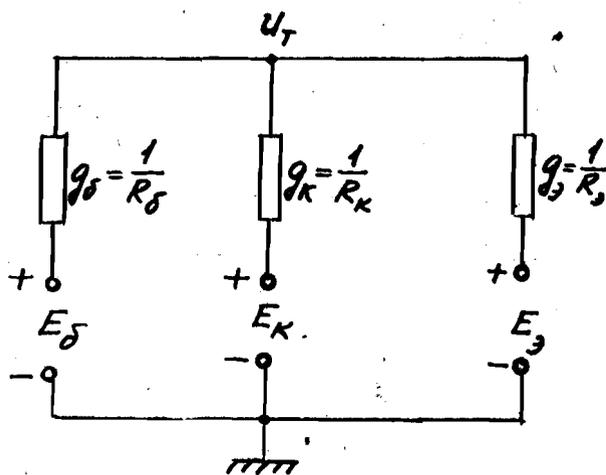
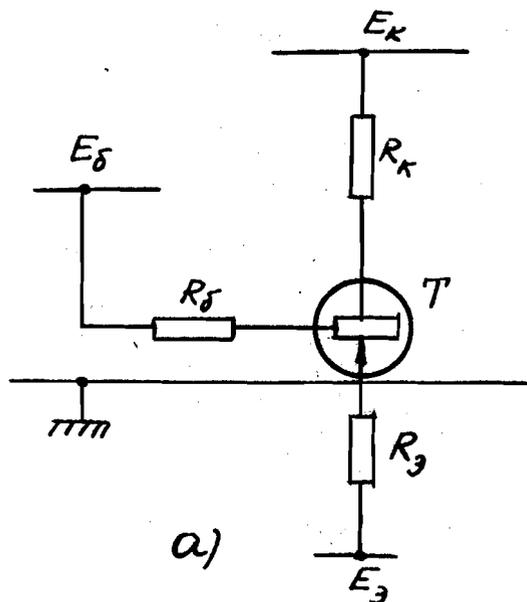


Рис. 8. К расчету схем с насыщенными транзисторами: а/ обобщенная принципиальная схема; б/ эквивалентная схема; в/ схема с генератором тока, подключенным к узловой точке; г/ схема с генератором тока, подключенным в "рассечку" проводимости.

В дальнейшем формула /22а/ будет широко использована для расчета импульсных схем. Однако в некоторых случаях она оказывается недостаточной и ее необходимо обобщить. Это связано с тем, что иногда в узловую точку дополнительно поступает определенный ток от некоторого генератора /рис. 8в/. Такой генератор можно рассматривать как добавочную ветвь, в которой $g = 0$, $E = \infty$ и $Eg = I$. Тогда, используя формулу /22а/, получим:

$$u_T = \frac{\sum E_i g_i + I}{\sum g_i} \quad /22б/$$

Наконец, для еще более общей схемы, показанной на рис. 8г, можно вывести следующее выражение:

$$u_T = \frac{\sum E_i g_i + I \frac{g_m}{g_{m1}}}{\sum g_i} \quad /22в/$$

Определив потенциал триода u_T по формулам /22/, легко найти все три тока, как $(E_i - u_T)g_i$, и, если нужно, проверить условие насыщения в той или иной форме, например, в форме $\beta_N I_\delta > I_K$:

$$\beta_N (E_\delta - u_T)g_\delta > (E_K - u_T)g_K.$$

ж/ Все выводы данной главы действительны и для триодов $n - p - n$, конечно, если иметь в виду различие в знаках питающих напряжений и в направлениях токов.

Г л а в а П

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТРАНЗИСТОРНОМ КЛЮЧЕ

Мы рассмотрим "замыкание" и "размыкание" ключа по стадиям. Таких стадий четыре: отпирание /или формирование переднего, положительного фронта/, накопление избыточных носителей, рассасывание избыточных носителей и запираание /или формирование заднего, отрицательного фронта/.

Главное внимание уделим ключу с общим эмиттером, который используется в последующих схемах.

1. Отпирание ключа

1.1. КЛЮЧ ОЭ. Пусть в схеме на рис. 1б напряжение E_{δ} было положительным, а в момент $t = 0$ управляющий сигнал скачком изменяется до $E_{\delta} < 0$, так что в базу триода задается положительный ток $I_{\delta 1}$:

$$I_{\delta 1} = \frac{E_{\delta} - U_{\delta}}{R_{\delta}} \approx \frac{E_{\delta}}{R_{\delta}}$$

Если этот ток достаточно велик, а именно удовлетворяет условию /10б/, то в результате переходного процесса триод обязательно окажется в области насыщения. Переходный процесс /рис. 9а/ протекает следующим образом.

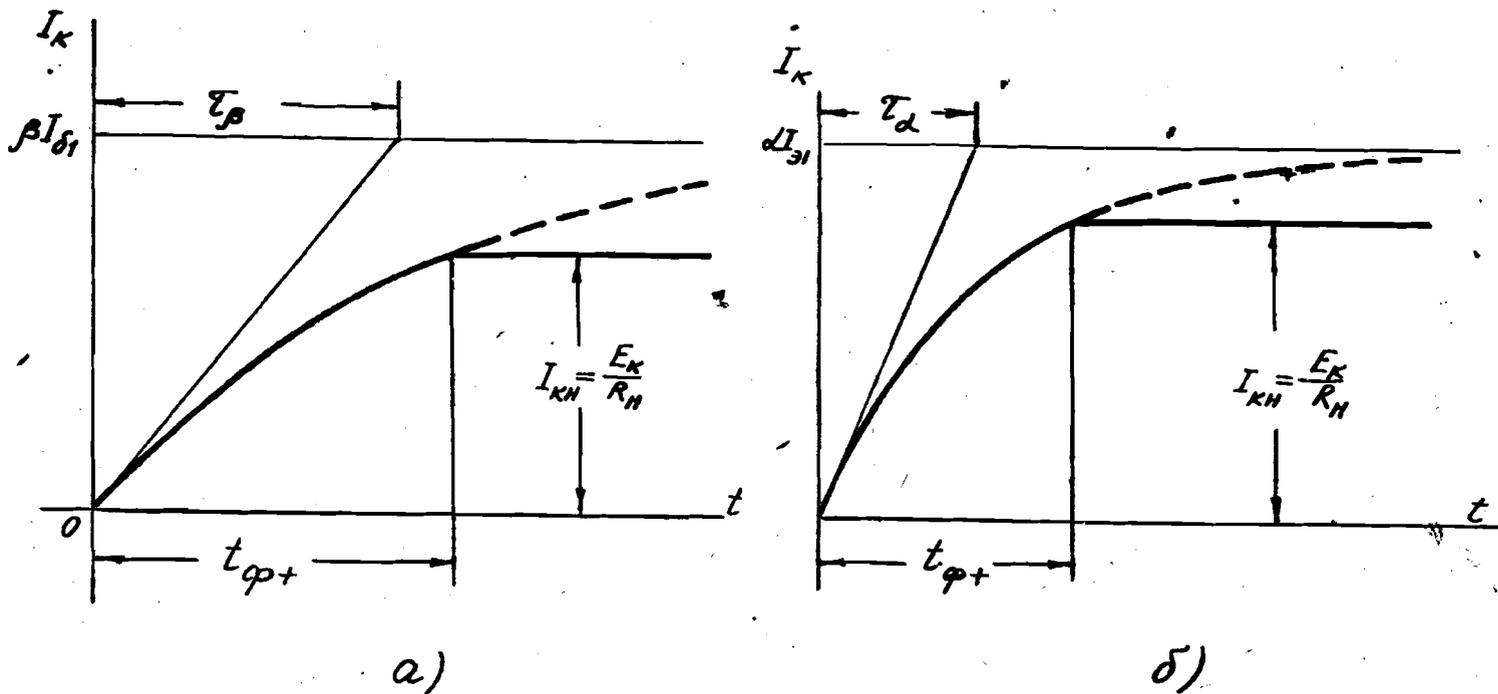


Рис. 9. Передний фронт тока в ключах при их отпирании:

а/ схема ОЭ;

б/ схема ОБ.

Сначала ток коллектора нарастает, а коллекторное напряжение уменьшается так же, как и в усилительном каскаде ОЭ, так как триод "не знает", что ему предстоит насыщение. Таким образом:

$$I_K(t) = \beta I_{\delta 1} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{\beta}}}\right). \quad /23/$$

Однако, когда ток I_K достигает величины тока насыщения

$$I_{KH} = \frac{E_K}{R_H}, \quad /24/$$

а напряжение U_K - нулевого значения, процесс резко нарушается и величины I_K и U_K практически "застывают" на достигнутом уровне.

Длительность переднего фронта $t_{\varphi+}$ легко определить, полагая $I_K(t_{\varphi+}) = I_{KH}$ в выражении /23/:

$$t_{\varphi+} = \tau_{\beta} \ln \frac{\beta I_{\delta 1}}{\beta I_{\delta 1} - I_{KH}}. \quad /25/$$

Некоторая неточность формулы /25/ может быть связана с непостоянством коэффициента β в диапазоне напряжений $U_K = E_K \dots 0$, а также с влиянием коллекторной емкости, которым мы пренебрегли. В случае необходимости можно, не усложняя структуру формулы, внести в нее некоторые поправки. Например, уменьшение коэффициента β с уменьшением напряжения U_K можно учесть, подставляя в /25/ "усредненную" величину β , несколько меньшую номинальной. Учет влияния емкости, по аналогии с усилительным каскадом, осуществляется заменой постоянной времени τ_{β} на

$$\tau_{\beta} + \tau_c^* = \tau_{\beta} + C_K^* R_H,$$

где $C_K^* = C_K(1 + \beta)$.

Учитывая зависимость коллекторной емкости от напряжения, следует вместо номинальной величины C_K использовать

"усредненную" величину

$$(C_K)_{\text{ср}} \approx 1,7 / C_K / U_K = E_K$$

Относительная роль емкости C_K возрастает с увеличением сопротивления R_H . Поэтому не имеет смысла чрезмерно уменьшать ток I_{KH} с целью сокращения времени нарастания, согласно /25/, не говоря уже о том, что в большинстве схем желательна достаточно большая величина тока I_{KH} .

Если отпирающий сигнал достаточно сильный, т.е. если

$$\beta I_{\delta_1} \gg I_{KH} \quad \text{или} \quad \frac{I_{\delta_1}}{I_{KH}} \gg \frac{1}{\beta}, \quad /26/$$

то полученные выше выражения можно упростить, разлагая их в ряд и ограничиваясь членами первого порядка:

$$I_K(t) \approx \beta I_{\delta_1} \frac{t}{\tau_\beta} \approx I_{\delta_1} \frac{t}{\tau_\alpha}, \quad /27/$$

$$t_{\varphi+} \approx \tau_\beta \frac{I_{KH}}{\beta I_{\delta_1}} \approx \tau_\alpha \frac{I_{KH}}{I_{\delta_1}}. \quad /28/$$

Случай сильного сигнала распространен на практике и легче поддается анализу в связи с теми упрощениями, которые мы сейчас получили. Поэтому в последующих главах мы не раз будем пользоваться выражением /27/.

Из выражений /27/ и /28/ легко заметить, что в случае сильного сигнала процесс нарастания переднего фронта и его длительность определяются постоянной времени τ_α , хотя триод включен по схеме 0Э. Это объясняется тем, что при сильном сигнале ток эмиттера, равный $I_{\delta_1} + I_K$ не сильно изменяется за время $t_{\varphi+}$ и остается близким к исходной величине I_{δ_1} . Поэтому триод как бы "не успевает" почувствовать, что сигнал поступил в базу, а не в эмиттер, и ведет себя так, как если бы

мы включили его по схеме ОБ. Соответственно начальная скорость нарастания коллекторного тока, равная

$$I'_K(0) = \frac{I_3(0)}{\tau_\alpha} = \frac{I_{\delta_1}}{\tau_\alpha}$$

остаётся почти неизменной в интервале $t_{\varphi+}$, откуда и следуют выражения /27/ и /28/.

На этом можно было бы закончить анализ отпирания ключа ОБ, но мы покажем ещё, как можно получить те же формулы иным методом, а именно "методом заряда", о котором говорилось в гл. I. Это поможет с большей уверенностью пользоваться этим методом в тех случаях, когда уже нельзя будет опираться на опыт усилительных схем.

Подставим в уравнение /13/ ток $I_{\delta_1} = const$ и решим его при начальном условии $Q(0) = 0$. Тогда получим:

$$Q(t) = I_{\delta_1} \tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right). \quad /29/$$

В момент $t_{\varphi+}$ триод попадает на границу насыщения. В стационарном режиме заряд в базе на границе насыщения выражается формулой /15/. Полагая $Q(t_{\varphi+}) = Q_0$, легко найдем время $t_{\varphi+}$ в знакомом уже виде /25/. Это совпадение подтверждает правомерность использования заряда Q_0 при анализе переходных процессов. Более строго этот вопрос рассмотрен в следующем разделе.

Постоянная времени τ в данном случае, очевидно, равна τ_β , т.е. времени жизни при нормальном включении триода.

1.2. КЛЮЧ ОБ. Пусть отпирющий ток эмиттера равен I_{δ_1} . Тогда коллекторный ток /рис. 9б/ будет изменяться по закону

$$I_K(t) = \alpha I_{\delta_1} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_\alpha}}\right), \quad /30/$$

вплоть до величины I_{KH} . Время переднего фронта составит

$$t_{\varphi+} = \tau_\alpha \ln \frac{\alpha I_{\delta_1}}{\alpha I_{\delta_1} - I_{KH}} \quad /31/$$

Полезно вывести и эти формулы методом заряда в базе. Специфичным в данном случае будет то, что заданным является ток эмиттера, а ток базы в правой части /13/ меняется в течение переходного процесса по закону, который мы заранее не знаем. Представим уравнение /13/ в виде

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{\tau} + I_k = I_{\varepsilon}$$

и постараемся связать ток коллектора с зарядом базы в активной области. Для этого запишем уравнение /13/ в операторной форме

$$pQ(p) + \frac{Q(p)}{\tau_{\beta}} = I_{\delta}(p)$$

и подставим сюда $I_{\delta}(p)$, найденное из обычного соотношения

$$I_k(p) = \beta(p)I_{\delta}(p) = \frac{\beta I_{\delta}(p)}{1 + p\tau_{\beta}}$$

Тогда связь между током I_k и зарядом Q в любой момент времени будет выражаться следующим образом:

$$Q(t) = \frac{\tau_{\beta}}{\beta} I_k(t) = \frac{\tau_{\alpha}}{\alpha} I_k(t). \quad /32/$$

Как видим, это выражение совпадает с выражением /15/, выведенным для стационарного режима.

Теперь уравнение для заряда в базе при заданном токе эмиттера принимает вид:

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{\tau_{\beta}} + \frac{\alpha Q}{\tau_{\alpha}} = \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{\tau_{\alpha}} = I_{\varepsilon 1}$$

Решая его при начальном условии $Q(0) = 0$ и полагая в решении $Q(t_{p+}) = Q_0$, получим выражение /30/.

Сравнивая ключи ОЭ и ОБ по длительности переднего фронта при одинаковом управляющем токе ($I_{\delta 1} = I_{\varepsilon 1}$), не трудно прийти к выводу, что в ключе ОЭ фронт будет короче.

1.3. КЛЮЧ-ЗВЕЗДА. Рассмотрим ключ, показанный на рис. 10, в котором сигнал поступает на базу, как и в ключе 0Э /рис. 1б/, но в цепи эмиттера имеется сопротивление R_3 .

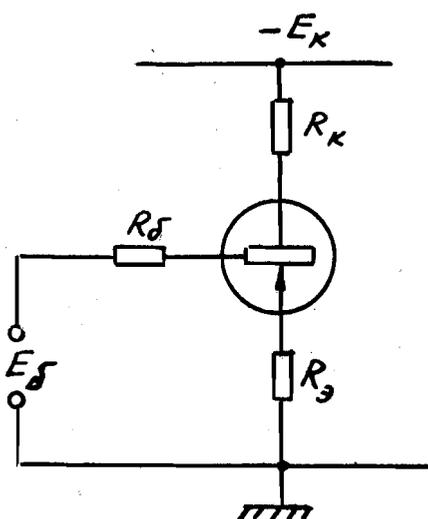


Рис. 10. Ключ-звезда 0Э.

Такой вариант ключа встречается в ряде импульсных схем. Мы назовем его "КЛЮЧ-ЗВЕЗДА 0Э", имея в виду "лучевую" структуру схемы.

Этот ключ имеет много общего с усилительным каскадом 0Э. Как известно, здесь нужно учитывать распределение нарастающего тока I_k между сопротивлениями R_δ и R_3 . В результате ток базы не остается постоянным, а уменьшается в процессе формирования фронта. Это приводит к уменьшению коэффициента передачи

тока базы и постоянной времени нарастания.

Таким образом, вместо формулы /23/, теперь действительная формула

$$I_k(t) = \frac{\beta}{1 + \beta \gamma_\delta} I_{\delta_1}(0) \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{экв}}} \right), \quad /23/$$

где $I_{\delta_1}(0) = \frac{E_\delta}{R_3 + R_\delta}$ - начальное значение тока базы,

$$\gamma_\delta = \frac{R_3}{R_3 + R_\delta} \quad - \text{коэффициент обратной связи,}$$

$$\tau_{экв} = \frac{\tau_\beta}{1 + \beta \gamma_\delta} \quad - \text{эквивалентная постоянная времени.}$$

Для учета влияния коллекторной емкости достаточно добавить к постоянной времени τ_p постоянную времени τ_c^* , как уже отмечалось выше.

Чтобы найти время нарастания $t_{\varphi+}$, нужно подставить в /33/ значение тока I_K при насыщении. Ток I_{KH} найдем, определяя потенциал насыщенного триода U_T из формулы /22a/ и пользуясь соотношением $E_K - U_T = I_{KH} R_K$. После элементарных преобразований получаем:

$$I_{KH} = \frac{E_K - E_{\delta} \frac{R_3}{R_3 + R_{\delta}}}{R_K + R_3 \parallel R_{\delta}} = \frac{E_K - I_{\delta_1}(0) R_3}{R_K + R_3(1 - \gamma_{\delta})} \quad /34/$$

Это выражение является обобщением выражения /24/ и переходит в последнее при $R_3 = 0$.

Подставляя /34/ в /33/, представим время нарастания в следующем общем виде:

$$t_{\varphi+} = \frac{\tau_p}{1 + \beta \gamma_{\delta}} \ln \frac{\beta I_{\delta_1}(0)}{\beta I_{\delta_1}(0) - I_{KH}(1 + \beta \gamma_{\delta})} \quad /35/$$

При $\gamma_{\delta} = 0$ получаем выражение /25/ для ключа ОЭ с заземленным эмиттером. При $\gamma_{\delta} = 1$ получаем выражение /31/ для ключа ОБ с заземленной базой. В последнем случае удобнее, конечно, подставить вместо тока $I_{\delta_1}(0)$ равный ему ток I_{δ_1} , который остается неизменным в течение переходного процесса.

Полезно отметить, что при сильном сигнале коллекторный ток в ключе-звезде изменяется линейно, так же, как в ключе ОЭ, и описывается тем же приближенным выражением /27/. Время нарастания при сильном сигнале описывается приближенным выражением /28/. Это легко показать, разлагая в ряд экспоненту и логарифм в формулах /33/ и /35/. Физический смысл такого "единства" ключей заключается в следующем. При сильном сигнале ток обратной связи $\gamma_{\delta} I_K$ невелик по сравнению с исходным током $I_{\delta_1}(0)$. Поэтому сильный отпирывающий сигнал в ключе-звезде остается почти неизменным, как и в ключе ОЭ. Однако критерий сильного сигнала в ключе-звезде будет более "суровым", чем /25/.

а именно

$$\frac{\beta}{1+\beta\gamma_{\delta}} I_{\delta_1}(0) \gg I_{KH} \quad \text{или} \quad \frac{I_{\delta_1}(0)}{I_{KH}} \gg \frac{1+\beta\gamma_{\delta}}{\beta} \quad /36/$$

Эти условия очевидны из разложения в ряды выражений /33/ и /35/.

Что касается метода заряда, то в ключе-звезде он используется следующим образом. В уравнение /13/ подставляется

$$I_{\delta} = I_{\delta_1}(0) - \gamma_{\delta} I_K,$$

затем учитывается связь тока I_K с зарядом в базе, согласно /32/, после чего уравнение принимает вид:

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{1+\beta\gamma_{\delta}}{\tau_{\beta}} Q = I_{\delta_1}(0).$$

Это уравнение легко решить, а затем вывести формулу /35/, подставляя в решение значение $Q(t_{\varphi+}) = Q_0$ из выражения /15/.

Интересно отметить, что в ключе-звезде время нарастания $t_{\varphi+}$ может получиться равным нулю при конечной величине отпирающего сигнала. В самом деле, из формулы /34/ следует, что при условии

$$\frac{R_3}{R_3 + R_{\delta}} E_{\delta} \geq E_K$$

ток I_{KH} будет равен нулю или отрицателен. Тогда, согласно /35/, время $t_{\varphi+}$ будет равно нулю^{x/}. С физической точки зрения дело объясняется тем, что при выполнении указанного неравенства триод насыщается непосредственно под действием сигнала, а не в результате нарастания коллекторного тока, как в обычных случаях. После подачи

x/ С формальной стороны при $I_{KH} < 0$ время $t_{\varphi+} < 0$.

сигнала через коллекторный и эмиттерный переходы протекают прямые токи, и триод в данном режиме работает как "двойной" диод. Само собой разумеется, что нулевое время нарастания в данном случае не является достоинством схемы, так как оно покупается ценой превращения активной, усиливающей схемы транзисторного ключа в пассивную схему.

2. Накопление избыточных носителей

Формирование переднего фронта заканчивается в момент достижения током нагрузки границы насыщения. Начиная с этого момента, все три внешних тока практически не меняются. Однако межэлектродные напряжения, соответствующие статическим значениям /18/, устанавливаются не сразу. В течение некоторого времени имеет место переходный процесс по отношению к инжектируемым и собираемым компонентам токов. При этом концентрация носителей и общий заряд в базе возрастают. Поэтому этот период называют процессом **НАКОПЛЕНИЯ ИЗБЫТОЧНЫХ НОСИТЕЛЕЙ**.

В ключе ОЭ, в котором ток базы $I_{\delta 1}$ был задан с самого начала, заряд Q продолжает увеличиваться, согласно /29/, стремясь в пределе к величине $I_{\delta 1} \tau$. Окончание экспоненциального процесса накопления можно определить только условно, задаваясь тем или иным уровнем относительно предельной величины. Например, уровень 0,95 соответствует

ВРЕМЯ НАКОПЛЕНИЯ

$$t_H = 3\tau$$

/37/

При любой длительности входного импульса величина накопленного заряда всегда может быть найдена из формулы /29/:

$$Q(t_{ex}) = I_{\delta 1} \tau \left(1 - e^{-\frac{t_{ex}}{\tau}} \right)$$

В случае особенно коротких импульсов, когда $t_{ex} < 0,5\tau$,

можно воспользоваться разложением в ряд и получить

$$Q(t_{ex}) \approx I_{\delta_1} t_{ex}$$

С помощью этих выражений определим "степень накопления" избыточного заряда, как

$$v_H = \frac{Q(t_{ex})}{Q(\infty)} = 1 - e^{-\frac{t_{ex}}{\tau}} \quad /38/$$

Эта величина понадобится нам при анализе рассасывания.

Строго говоря, в приведенные выражения нужно, вместо длительности входного импульса t_{ex} , подставлять разность $t_{ex} - t_{\varphi+}$, так как речь идет о накоплении и избыточного заряда. При $t_{ex} \gg t_{\varphi+}$ такая поправка несущественна.

Итак, мы видим, что процесс накопления носителей и его длительность связаны с постоянной времени τ - временем жизни, - которую мы использовали при выводе /29/. Однако, если при анализе переднего фронта мы не сомневались, что $\tau = \tau_{\beta}$, поскольку триод работал в активной области, то в области насыщения значение величины τ нуждается в специальном рассмотрении.

Дело в том, что распределение носителей в базе при насыщении и при работе в активной области существенно различно. Это связано с тем, что при насыщении инжектирует оба перехода. Из сравнения картинок на рис. 1а, б, в, видно, что распределение носителей при насыщении ближе к случаю инверсного включения триода. Так как время жизни τ_I меньше τ_N /за счет поверхностной рекомбинации вокруг эмиттера/, то следует ожидать, что постоянная времени τ будет ближе к величине τ_I . Это соотношение мы сейчас попытаемся уточнить, рассмотрев процесс накопления с точки зрения установления инжектируемой составляющей I_2 в токе коллектора.

Напомним, что начиная с момента $t_{\varphi+}$ все три внешних тока неизменны и равны

$$I_{\delta} = I_{\delta_1}; \quad I_k = I_{KH}; \quad I_3 = I_{\delta_1} + I_{KH}$$

Исходя из выражения /26/, запишем изображение инжектируемой составляющей коллекторного тока

$$I_2(p) = \frac{\alpha_N(p) I_3 - I_K}{1 - \alpha_N(p) \alpha_I(p)} \quad /39a/$$

Подставляя сюда значения $\alpha(p)$, производя некоторые преобразования и вводя степень насыщения $N_{ЭК}$, согласно /IIa/, получим:

$$I_2(p) =$$

$$\frac{\alpha_N I_3 - I_K}{1 - \alpha_N \alpha_I} \cdot \frac{1 + \rho \left(\tau_{dI} - \frac{\tau_{dN}}{N_{ЭК}} \right) - \rho^2 \frac{\tau_{dI} \tau_{dN}}{N_{ЭК}}}{1 + \rho \frac{\tau_{dI} + \tau_{dN}}{1 - \alpha_N \alpha_I} + \rho^2 \frac{\tau_{dI} \tau_{dN}}{1 - \alpha_N \alpha_I}} \quad /39б/$$

Отсюда можно найти время нарастания, пользуясь известной формулой. Но мы предварительно упростим выражение /39б/, пренебрегая членами второго порядка относительно "p", т.е. отказываясь от учета формы переходной характеристики в области особо малых времен. Кроме того, мы пренебрежем лунейным членом в числителе, поскольку на практике степень насыщения триода достаточно велика и выполняется неравенство

$$\tau_{dI} - \frac{\tau_{dN}}{N_{ЭК}} \ll \frac{\tau_{dI} + \tau_{dN}}{1 - \alpha_N \alpha_I}$$

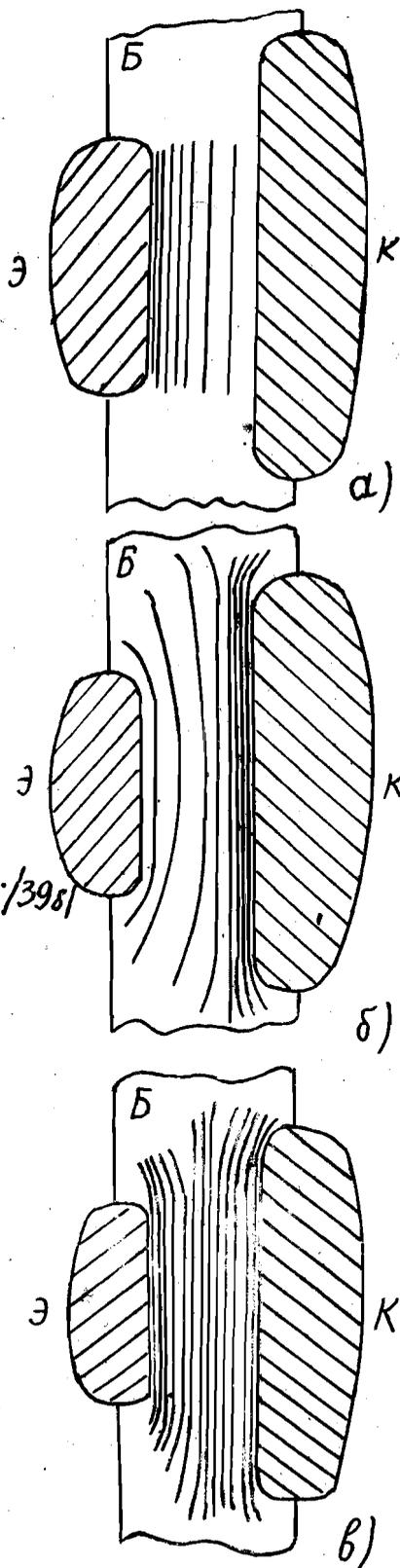


Рис. II. Распределение концентрации неосновных носителей в базе триода. а/ Нормальное включение; активная область; б/ инверсное включение, активная область; в/ область насыщения.

Тогда изображение тока I_2 примет вид:

$$I_2(\rho) \approx \frac{\alpha_N(I_{\delta I} + I_{KH}) - I_{KH}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \cdot \frac{1}{1 + \rho \frac{\tau_{\alpha I} + \tau_{\alpha N}}{1 - \alpha_N \alpha_I}} \quad /39в/$$

Как видим, получилось изображение экспоненты с постоянной времени

$$\tau = \frac{\tau_{\alpha N} + \tau_{\alpha I}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \quad /40а/$$

Это и есть приближенное выражение той постоянной времени, которую мы использовали в формулах /37/, /38/. Поскольку $\tau_{\alpha N} \ll \tau_{\alpha I}$ и $\alpha_N \approx 1$, эта постоянная времени, действительно, близка к величине τ_I , что и предсказывалось выше:

$$\tau \approx \frac{\tau_{\alpha I}}{1 - \alpha_I} = \tau_{\beta I} = \tau_I \quad /40б/$$

Из выражений /37/ и /40/ видно, что время накопления определяется только параметрами самого транзистора и не зависит ни от схемы включения, ни от величины сигнала.

Поэтому заранее можно сказать, что в ключах ОБ и ОК, а также в ключе-звезде время t_H будет выражаться той же формулой /37/, что и в ключе ОЭ.

3. Рассасывание избыточных носителей

Процесс запирания ключа разбивается на два этапа: рассасывание избыточных носителей в базе и собственно запираение, т.е. формирование заднего фронта.

Рассасывание начинается непосредственно после окончания входного импульса в момент t_{ex} . Мы будем считать, что в этот момент подан запирающий сигнал и будем отсчитывать время от этого момента.

Положим, что запирающий сигнал в ключе ОЭ уменьшает ток базы от величины $I_{\delta 1}$, которая обеспечивала насыщение, до величины $I_{\delta 2} < \frac{I_{KH}}{\beta}$. Последнее условие гарантирует, что в результате переходного процесса триод выйдет из насыщения. Процесс рассасывания заключается в уменьшении заряда неосновных носителей в базе /или, с другой точки зрения, в уменьшении инжектируемой составляющей тока коллектора/ при постоянстве внешних токов и напряжений. Поэтому основной характеристикой данного этапа является ВРЕМЯ РАССАСЫВАНИЯ t_p , характеризующее задержку между моментом поступления запирающего импульса и началом формирования заднего фронта.

Воспользуемся для анализа методом заряда. Решая уравнение /13/ при $I_{\delta} = I_{\delta 2}$ и при начальном условии $Q(0) = I_{\delta 1} \tau$, получим

$$Q(t) = I_{\delta 2} \tau + (I_{\delta 1} - I_{\delta 2}) \tau e^{-\frac{t}{\tau}},$$

где τ - постоянная времени /40/.

В момент t_p заряд $Q(t_p)$ равен граничному значению Q_0 . Подставляя это значение из /15/, найдем время рассасывания:

$$t_p = \tau \ln \frac{\beta_N (I_{\delta 1} - I_{\delta 2})}{I_{KH} - \beta_N I_{\delta 2}} \quad /41a/$$

Если длительность отпирающего сигнала $t_{\delta x}$ существенно меньше времени накопления /37/, то степень накопления ν_H /см. (38)/ меньше единицы и начальный заряд $Q(0) = \nu_H I_{\delta 1} \tau$. В этом общем случае время нарастания будет равно

$$t_p = \tau \ln \frac{\beta_N (\nu_H I_{\delta 1} - I_{\delta 2})}{I_{KH} - \beta_N I_{\delta 2}} \quad /41б/$$

Как видим, при неполном накоплении время рассасывания уменьшается, что вполне естественно, так как рассасывается меньший заряд.

Формулы /4I/ остаются действительными и для ключа ОБ, так как при неизменном токе I_{KH} приращения токов ΔI_δ и ΔI_β будут одинаковы, так что триод "не знает" со стороны какого электрода он получил сигнал. Целесообразно лишь в формулах /4I/ перейти от токов I_δ к токам I_β , являющимся управляющими в схеме ОБ. Подставляя $I_\delta = I_\beta - I_{KH}$ и $\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha}$, после некоторых преобразований получим:

$$t_p = \tau \ln \frac{\alpha_N (I_{\beta 1} - I_{\beta 2})}{I_{KH} - \alpha_N I_{\beta 2}}, \quad /42a/$$

$$t_p = \tau \ln \frac{\alpha_N [V_H I_{\beta 1} - I_{\beta 2} + (1 - V_H) I_{KH}]}{I_{KH} - \alpha_N I_{\beta 2}}. \quad /42б/$$

В ключе-звезде процесс рассасывания протекает несколько иначе. Специфичным здесь является то, что при подаче запирающего сигнала одновременно изменяются все три тока. Из рис. 10 следует, что если уменьшить напряжение E_δ /по модулю/ на величину

$$\Delta E_\delta = E_{\delta 1} - E_{\delta 2},$$

то токи получают следующие приращения:

$$\Delta I_\delta = \frac{\Delta E_\delta}{R_\delta + R_\beta \parallel R_K},$$

$$\Delta I_K = \Delta I_\delta \frac{R_\beta}{R_\beta + R_K} = \frac{\Delta E_\delta}{R_K} \frac{R_\beta \parallel R_K}{R_\delta + R_\beta \parallel R_K},$$

$$\Delta I_\beta = \Delta I_\delta \frac{R_K}{R_\beta + R_K} = \frac{\Delta E_\delta}{R_\beta} \frac{R_\beta \parallel R_K}{R_\delta + R_\beta \parallel R_K}.$$

При этом приращения токов I_δ и I_β будут отрицательными /т.е. эти токи уменьшаются/, а приращение тока I_K будет положительным /т.е. этот ток увеличивается/.

подставить в качестве конечного заряда в базе Q_0 не величину /15/, действительную для нормального включения, а аналогичную величину для инверсного включения:

$$Q_0 = -\frac{\tau}{\beta_I} I_{ЭН},$$

где $I_{ЭН} = I_{КН} + I_{\delta 2} < 0$ - ток эмиттера в начале рассасывания. Тогда время рассасывания "по эмиттеру" будет равно

$$(t_p)_3 = \tau \ln \frac{\beta_I (I_{\delta 1} - I_{\delta 2})}{-(I_{КН} + I_{\delta 2}) - \beta_I I_{\delta 2}}. \quad /44/$$

Сравнивая /44/ и /41а/, нетрудно получить условие, при котором

$$(t_p)_3 > t_p,$$

т.е. процесс рассасывания протекает "нормально". Это условие имеет следующий вид:

$$-I_{\delta 2} < I_{КН} \left(1 + \frac{\beta_I}{\beta_N}\right). \quad /45/$$

Очевидно, что это неравенство может быть нарушено только при достаточно большом отрицательном токе $I_{\delta 2}$, когда $|I_{\delta 2}| > I_{КН}$.

На практике такие сильные сигналы встречаются сравнительно редко. Поэтому характерным для большинства схем является "нормальный" выход из насыщения "через коллектор".

В некоторых схемах насыщенный транзистор запирается не постоянным, а меняющимся током $I_{\delta 2}$. Для этого случая можно рекомендовать следующую методику расчета времени рассасывания. Уравнение /13/ записывается в операторной форме^{х/}:

$$Q(p) = \frac{\tau I_{\delta 2}(p) + p\tau Q(0)}{1 + p\tau}. \quad /46а/$$

х/ Так как $Q(0) \neq 0$, то изображение производной, как известно, имеет вид:

$$Q'(t) \doteq p[Q(p) - Q(0)].$$

примет следующий вид:

$$t_p = \tau \ln \left(1 + \frac{1}{\frac{\beta \Delta I_{\delta}}{N I_{KH}} - 1} \right)$$

Нетрудно убедиться, что если соблюдается условие

$$\Delta I_{\delta} \gg \frac{N I_{KH}}{\beta}, \quad /47/$$

то разложение логарифма в ряд дает упрощенную формулу

$$t_p \approx \tau \frac{N I_{KH}}{\beta \Delta I_{\delta}}, \quad /48/$$

действительную для большинства практических случаев. Критерием сильного сигнала будет неравенство /47/, причем обычно достаточно, если левая часть превышает правую в 3 ÷ 4 раза.

Пусть, например, $N = 4$, $I_{KH} = 5$ ма, $\beta = 40$, $\tau = 3$ мксек. Тогда сильным сигналом, согласно /47/, будет ток

$$\Delta I_{\delta} > 2 \text{ ма},$$

а время рассасывания, согласно /48/ будет лежать в пределах

$$t_p < 0,75 \text{ мкс.}$$

Теперь перейдем к анализу последнего этапа работы ключа.

4. Запирание ключа

В момент t_p триод переходит в активную область и ток коллектора начинает уменьшаться.

Будем считать, что ключ ОЭ вышел из насыщения "через коллектор", т.е. соблюдается неравенство /45/.

Найдем длительность заднего фронта t_{φ} , т.е. время в течение которого ток I_k уменьшается от величины $I_{кн}$ до нуля /рис. 12а/. Для этого решим уравнение заряда /15/ при $I_{\delta} = I_{\delta 2}$ и при начальном условии $Q(0) = Q_0 = \frac{\beta}{\beta} I_{кн}$. Затем, подставляя $Q(t_{\varphi}) = 0$, получим:

$$t_{\varphi} = \tau_{\beta} \ln \frac{\beta I_{\delta 2} - I_{кн}}{\beta I_{\delta 2}} \quad (I_{\delta 2} \leq 0), \quad /49a/$$

При достаточно сильном запирающем сигнале, когда

$$\beta |I_{\delta 2}| \gg I_{кн},$$

выражение /49а/ можно упростить путем разложения логарифма в ряд. Тогда

$$t_{\varphi} \approx -\tau_{\beta} \frac{I_{кн}}{\beta I_{\delta 2}} \approx$$

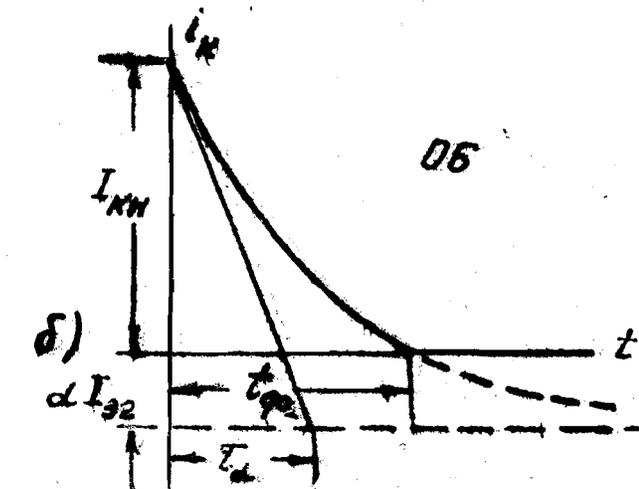
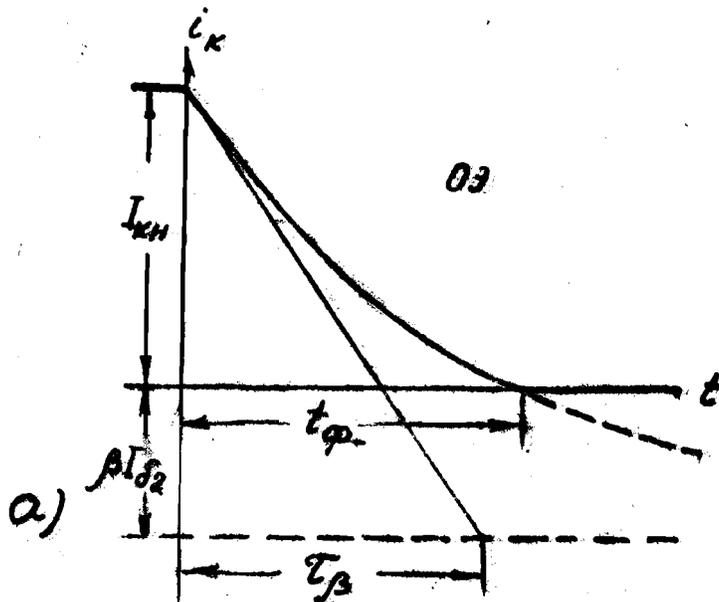


Рис. 12. Задний фронт тока в ключах при их заперении: а/ схема 03; б/ схема 06.

$$t_{\varphi} = \tau_{\alpha} \ln \frac{\alpha I_{\delta 2} - I_{кн}}{\alpha I_{\delta 2}} \quad (I_{\delta 2} < 0), \quad /50/$$

Случай сильного сигнала в схеме 06 трудно осуществить на практике; поэтому упрощенную формулу приводить не будем.

В ключе-звезде запираение имеет ту же специфику, что и отпираение: постоянная времени зависит от коэффициента обратной связи. Исходя из уравнения зарядов /13/ и начального условия /15/, нетрудно получить длительность заднего фронта в общем виде:

$$t_{\varphi} = \frac{\tau_{\beta}}{1 + \beta \gamma_{\delta}} \ln \frac{\beta I_{\delta_2}(0) - I_{KH}(1 + \beta \gamma_{\delta})}{-\beta I_{\delta_2}(0)}, \quad /51/$$

где $I_{\delta_2}(0) < 0$ - ток базы в период рассасывания.

В частных случаях, при $\gamma_{\delta} = 0$ и $\gamma_{\delta} = 1$, формула /51/ переходит соответственно в /49а/ и /50/.

Вернемся к ключу ОЭ и напомним, что при выводе формул /49/ мы приняли ток I_{δ_2} постоянным во всем интервале t_{φ} . Значит, в конце интервала, при токе $I_K = 0$, должно было бы иметь место равенство $I_{\delta_2} = I_{\delta_2}$, причем оба эти тока были бы отрицательны. Однако отрицательный ток через переход, в данном случае эмиттерный, может быть обусловлен только некоторым остаточным зарядом в базе. Но, согласно формуле /32/, заряд в базе исчезает вместе с коллекторным током. Значит, принятое выше постоянство базового тока I_{δ_2} в течение всего заднего фронта не имеет места, так как приводит к неверному выводу об отрицательном токе через переход в отсутствие заряда в базе.

На самом деле ток базы уже во время заднего фронта начинает уменьшаться и тем раньше, чем сильнее запирающий ток I_{δ_2} . Уменьшение базового тока происходит тогда, когда напряжение на эмиттерном переходе делается отрицательным. Но даже до этого момента связь коллекторного тока с зарядом в базе перестает описываться соотношением /32/. Точный анализ заключительного этапа запираения ключа довольно сложен. С качественной стороны дело обстоит следующим образом.

Соотношение /32/ и его частный случай /15/ действительны при линейном распределении заряда в базе, когда ток эмиттера практически равен току коллектора /кривая I на рис. 13а/. При выходе ключа из насыщения это имеет место, если $I_{\delta_2} = 0$. Однако длительность заднего фронта

при этом, согласно /49а/, обращается в бесконечность, а практически составляет несколько τ_{β} . Поэтому такой случай на практике мало интересен.

Обычно ток $I_{\delta 2}$ отрицателен и может быть достаточно большой величиной. Тогда при выходе ключа из насыщения ток $I_{\beta} < I_{\kappa}$, но распределение заряда в базе все же близко к линейному /кривая 2 на рис. 18а/. Это оправдывает исполь-

зование формулы /32/ при анализе заднего фронта в начале его формирования. В дальнейшем, по мере уменьшения тока I_{κ} уменьшается и ток I_{β} , так как базовый ток остается равным $I_{\delta 2}$.

При этом вплоть до значения $I_{\beta} = 0$ или $I_{\kappa} = I_{\delta 2}$ /кривая 3/ распределение заряда остается почти линейным. Следовательно, по-

прежнему приближенно действительно соотношение /32/. Но когда ток эмиттера делается отрицательным, на кривой распределения появляется максимум /кривая 4/. Тогда заряд в базе, соответствующий току, будет заметно меньше, чем согласно /32/. Этот факт удобно отразить уменьшением постоянной времени в формуле /32/ до некоторой величины τ_{α} . Такая интерпретация имеет определенный физический смысл.

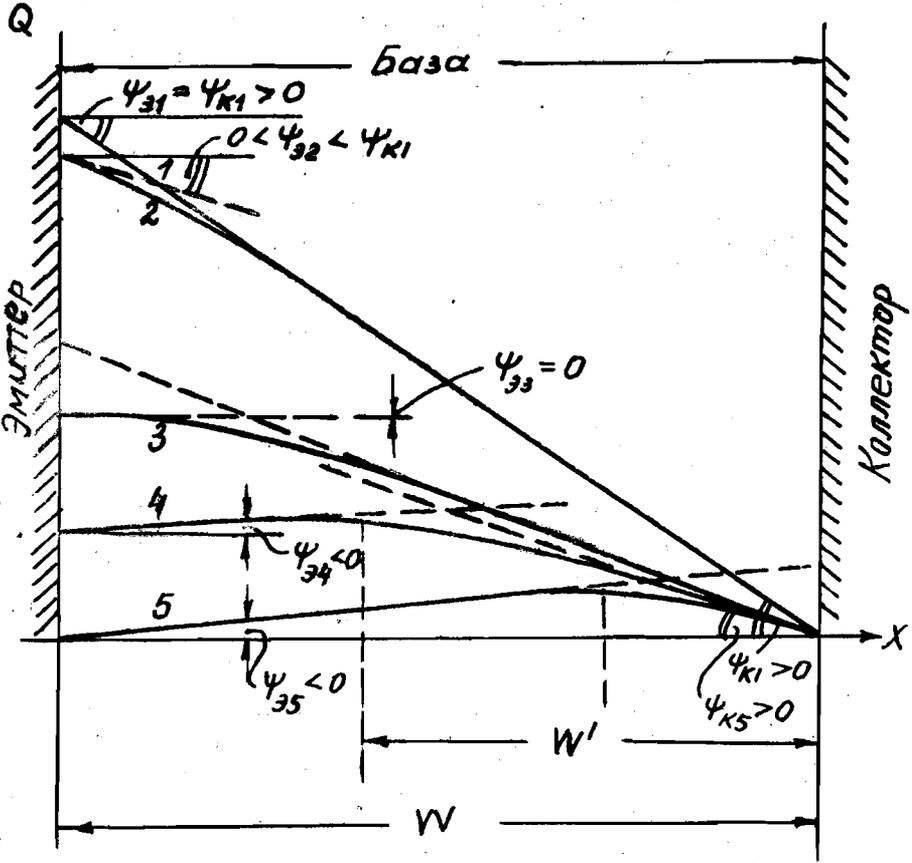


Рис. 18. Структура заднего фронта в ключе.

а/ Распределение заряда в базе в процессе уменьшения тока I_{κ} . Углы ψ характеризуют градиент концентрации, т.е. токи через переходы;

В самом деле, из рис. 18а видно, что наличие максимума кривой позволяет разделить базу условно на две части. В правой /коллекторной/ части заряд распределен почти линейно, т.е. действительна формула /32/. Меньшая толщина правой части W' , по сравнению со всей толщиной W , означает, что "эффективная" величина τ'_a меньше τ_a , так как

$$\tau'_a \approx \frac{W'^2}{2D}$$

Поскольку ток базы в рассматриваемом интервале все еще не изменился, то заряд продолжает уменьшаться по прежнему экспоненциальному закону с постоянной времени τ_a . Ток же коллектора уменьшается медленнее, чем при постоянной величине τ_a , так как

$$I_K(t) \approx \frac{Q(t)}{\tau'_{aK}} \quad /52a/$$

где τ'_{aK} становится все меньше.

Начиная с момента, соответствующего кривой 5, уменьшаются оба тока I_B и I_K , а следовательно, и ток базы I_D .

На этом этапе, как видно из кривой 5, основная часть заряда сосредоточена в левой /эмиттерной/ части базы. Поэтому можно положить, что оставшийся заряд рассеивается только эмиттерным током, связь которого с зарядом получим из /32/, подставляя и н е р с н у ю постоянную времени:

$$I_B(t) = \frac{Q(t)}{\tau'_{aI}} \quad /52b/$$

С учетом этого соотношения уравнение заряда принимает вид

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{\tau} = -I_B = -\frac{Q}{\tau'_{aI}}$$

откуда

$$Q = Q^* e^{-\frac{t}{\tau^*}} \quad /53/$$

где Q^* - заряд, соответствующий распределению по кривой 5;

$\tau^* = \frac{\tau_{\alpha I}}{\tau + \tau_{\alpha I}}$ - некоторая эквивалентная постоянная времени.

Итак на заключительном этапе все три тока триода спадают до своих установившихся значений /практически до нуля/ с постоянной времени τ^* , так как и ток I_K и ток I_B /а следовательно, и ток I_D / изменяются пропорционально заряду.

Подводя итог, можно сделать следующие выводы относительно заднего фронта при выходе ключа из насыщения "через коллектор".

а/ Задний фронт имеет сложную структуру /рис. 13б/ и состоит из трех условных участков: начального, промежуточного и конечного. В зависимости от величины запирающего тока I_{D2} каждый из участков выражен более или менее сильно.

б/ Начальный участок является отрезком экспоненты с постоянной времени τ_B . Этот участок заканчивается при уменьшении тока I_K до величины $|I_{D2}|$. При весьма сильном сигнале, когда $|I_{D2}| \approx I_{KH}$, начальный участок практически отсутствует. Наоборот, при условии $|I_{D2}| \ll I_{KH}$ он составляет почти весь задний фронт /рис. 12а/, причем указанное условие во многих случаях не противоречит условию сильного сигнала $\beta |I_{D2}| \gg I_{KH}$.

в/ Промежуточный участок начинается при $I_K = |I_{D2}|$ и кончается при уменьшении эмиттерного потенциала до нуля. Ток базы на этом участке еще не меняется /так как эмиттерный переход еще "закорочен"/, а ток коллектора уменьшается медленнее, чем в случае продолжения прежнего экспоненциального спада. В зависимости от величины запирающего тока I_{D2} , распределение заряда в базе к концу этого этапа может быть либо таким, как на рис. 13а /кривая 5/, либо обратным, когда ток эмиттера больше тока коллектора и заряд сосредоточен в коллекторной части базы, справа от максимума. Последний случай характерен для весьма сильного сигнала.

г/ Конечный участок включает в себя спад до нуля всех трех токов с некоторой эквивалентной постоянной времени, которая в зависимости от величины тока $I_{\delta 2}$, может иметь то или иное значение. Практически τ^* близка к $\tau_{\alpha N}$ и даже меньше ее.

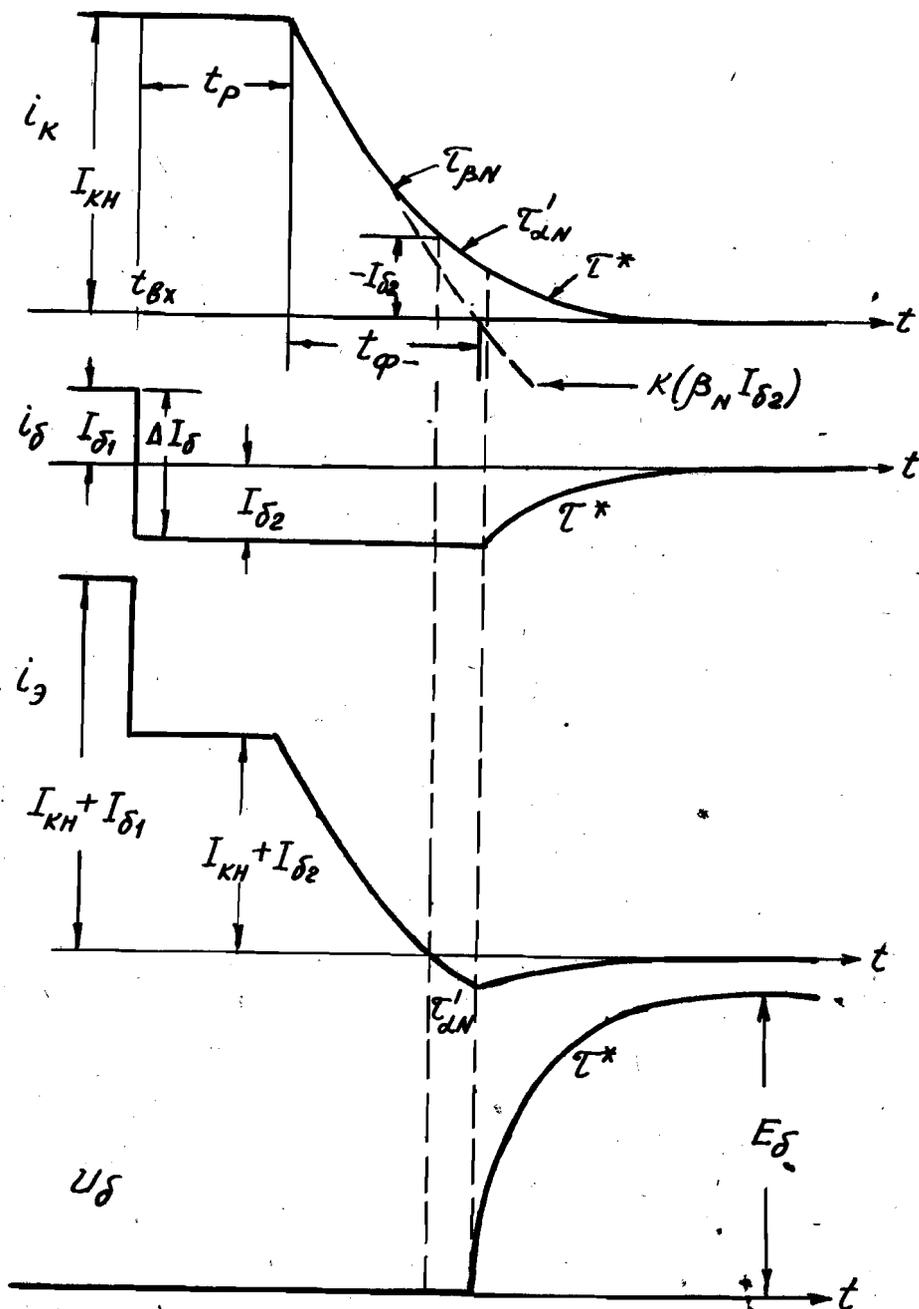
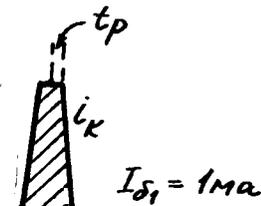
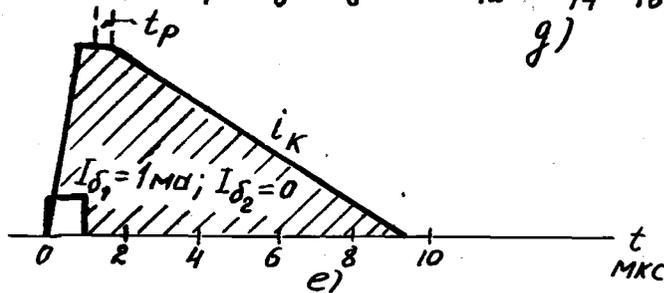
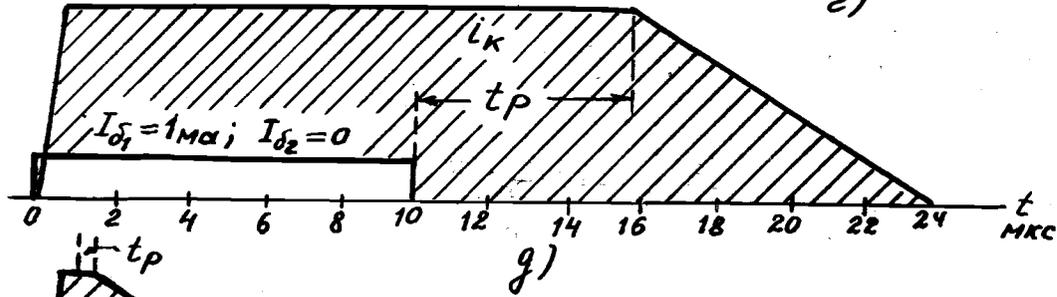
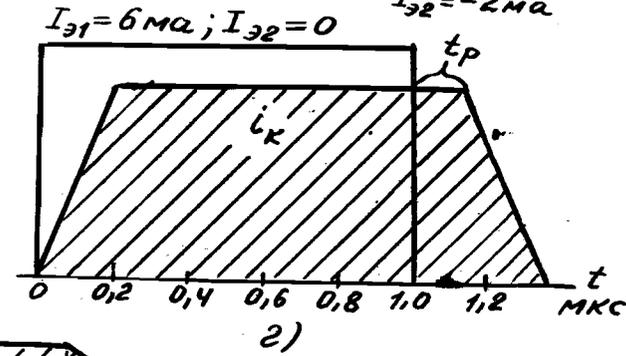
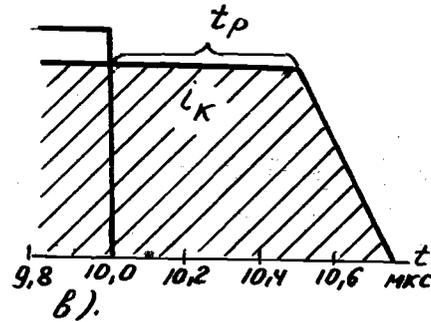
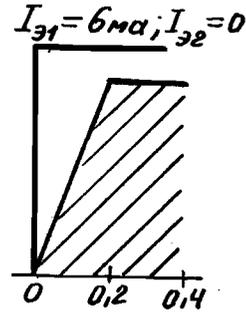
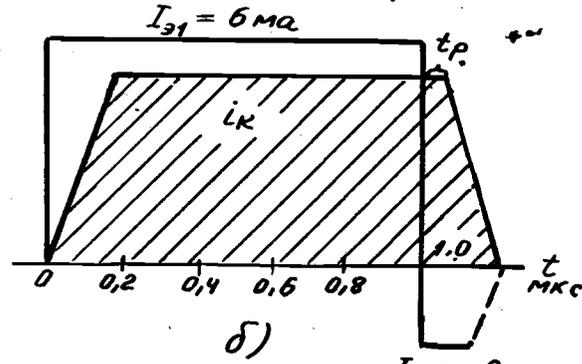
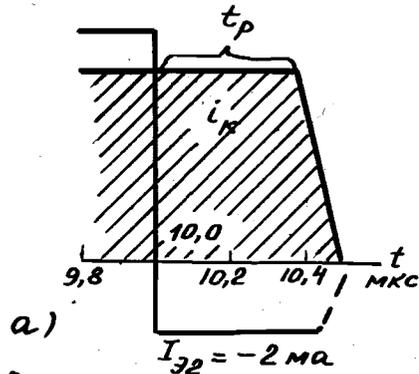
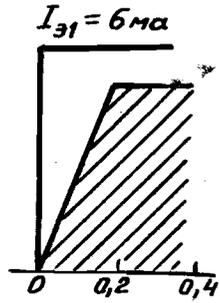


Рис. 13 б/ Форма задних фронтов токов I_k и I_δ с учетом промежуточной и заключительной стадий.



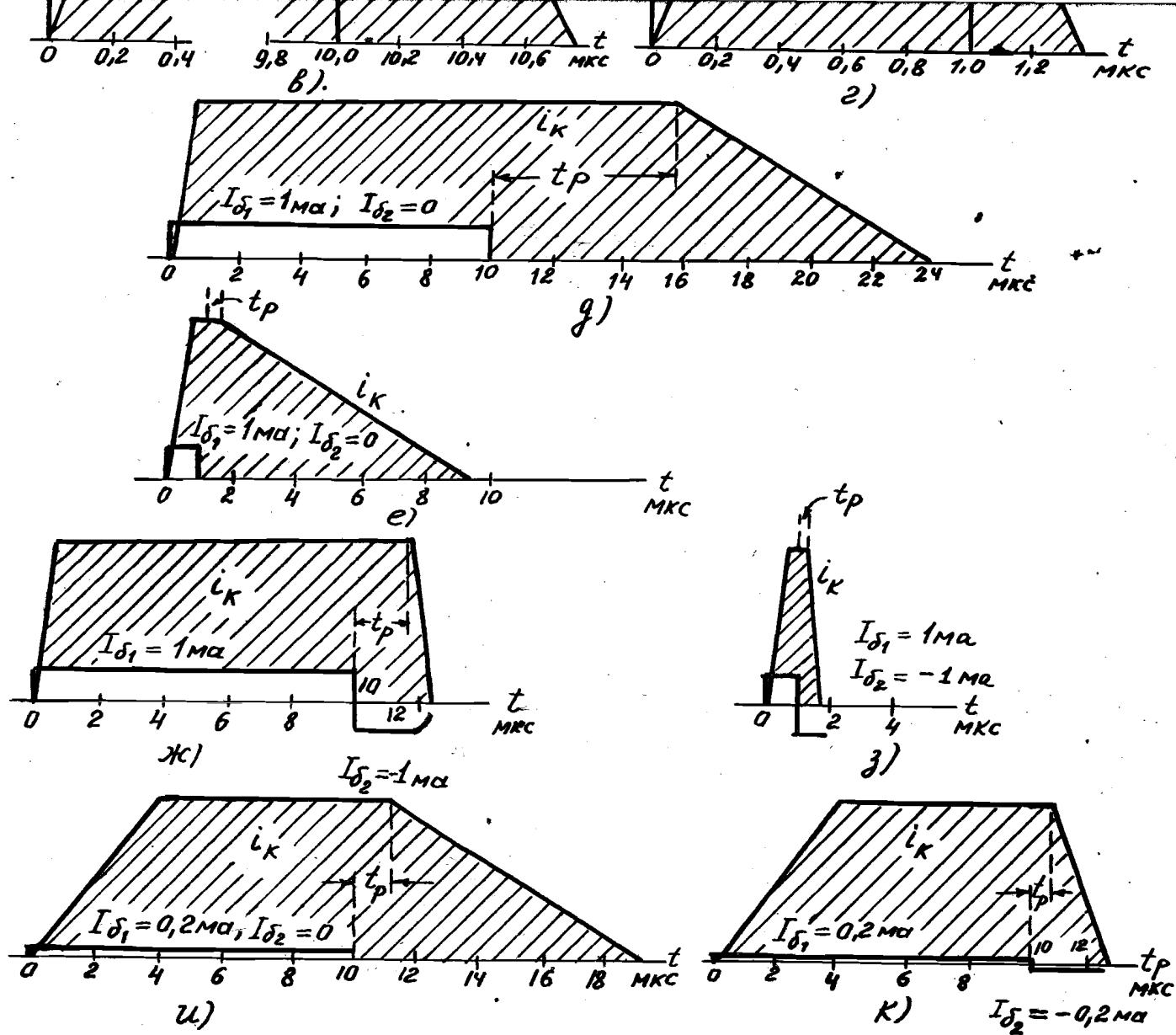


Рис. 14. Упрощенные формы выходных импульсов в ключах ОБ /а, б, в, г/ и ОЗ /д, е, ж, з, и, к/ при разных величинах и длительностях управляющих сигналов. Параметры транзистора: $\beta_N = 40$; $\beta_I = 2$; $\tau_{дN} = 0,1$ мксек; $\tau_{дI} = 0,95$ мксек; $\tau \approx \tau_I = 3,1$ мксек; $I_{кN} = 5$ ма. Токи в области отсечки не показаны.

Ниже, при анализе импульсных схем, мы будем обычно считать, что задний фронт тока I_K состоит из одного на спадающего участка, а ток базы спадает скачком в момент $t_{\varphi-}$.

На рис. 14 в упрощенном виде показаны временные диаграммы работы ключей ОБ и ОЭ. Эти диаграммы иллюстрируют влияние величины отпирающего и запирающего импульсов, а также длительность отпирающего импульса на время рассасывания и длительность фронтов.

х

х

х

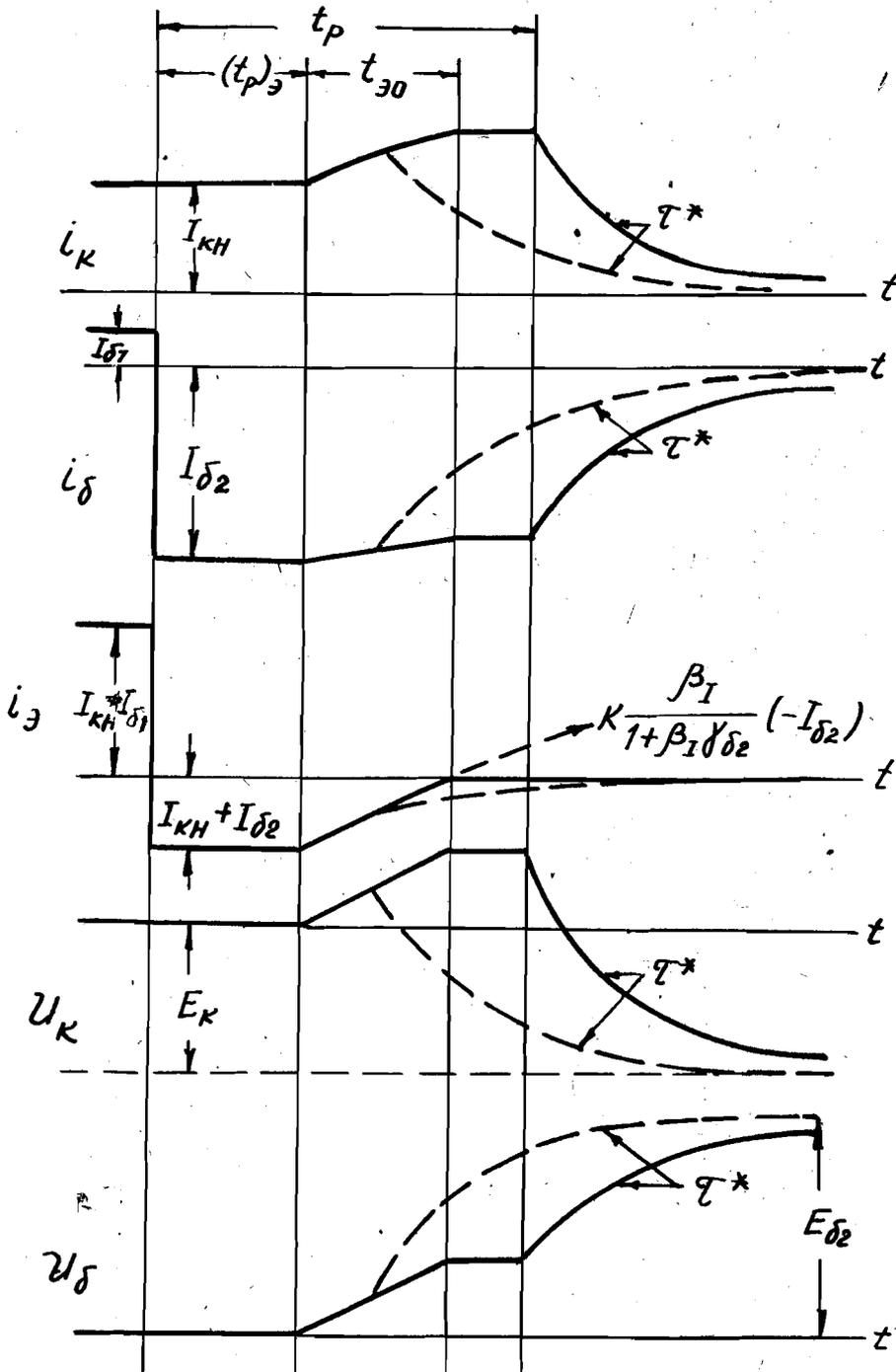
Теперь рассмотрим случай, когда триод выходит из насыщения "через эмиттер", т.е. когда запирающий сигнал настолько сильный, что неравенство /45/ не выполняется. Практически этот случай имеет место при $|I_{\delta 2}| > I_{KH}$.

Как уже отмечалось, после выхода из насыщения в момент $(t_p)_3$ триод будет работать в инверсной активной области. Ток эмиттера, который до сих пор был равен $I_{KH} - |I_{\delta 2}| < 0$, будет уменьшаться по модулю. Приращение этого тока будет распределяться между сопротивлениями R_{δ} и R_K /рис. 16/, подобно тому, как в усилительном каскаде ОЭ ток I_K распределяется между сопротивлениями R_{δ} и R_3 . Часть приращения $(\delta I_1 \Delta I_2)$ уменьшает запирающий ток базы; остальная часть приращения увеличивает ток коллектора и, соответственно, потенциал коллектора. В результате на кривых I_K и U_K появляются выбросы /рис. 15/. Так как коллекторный переход все еще открыт и напряжение $U_{K\delta} \approx 0$, то потенциал базы меняется так же, как потенциал коллектора.

Найдем время t_{30} , в течение которого ток эмиттера уменьшится от $I_3(0) = I_{KH} + I_{\delta 2}$ до нуля. Для этого можно, не решая заново уравнение /13/, заменить в выражении /51/ нормальные параметры на инверсные и ток I_{KH}

на ток $-I_3(0)$. Тогда

$$t_{30} = \frac{\tau_I}{1 + \beta_I \gamma_{\delta I}} \ln \frac{\beta_I I_{\delta 2}(0) + I_3(0)(1 + \beta_I \gamma_{\delta I})}{\beta_I I_{\delta 2}(0)} \quad /54/$$



где

$$\gamma_{\delta I} = \frac{R_K}{R_K + R_{\delta}}$$

Если в момент t_{30} коллекторный переход все еще открыт /т.е. если $t_p > t_{30} + (t_p)_3$ /, то в течение некоторого времени потенциалы и токи в схеме остаются неизменными /рис. 15, сплошные линии/. При этом потенциал коллектора равен

$$\frac{E_{\delta 2} g_{\delta} - E_K g_K}{g_{\delta} + g_K}$$

Рассмотренный вариант возможен в ключах на дрейфовых триодах

Рис.15. Временные диаграммы для ключа ОЭ при выходе его из насыщения "через эмиттер"

и мало вероятен при использовании обычных сплавных триодов.

Если коллекторный переход запирается раньше, чем ток эмиттера делается равным нулю /т.е. если $t_p < t_{p0} + (t_p)_z$ /, то положительный выброс не имеет плоской вершины /рис.15, штриховые линии/. Все три тока, начиная с момента t_p , уменьшаются до своих статических значений, практически до нуля. Анализ показывает, что в этом случае постоянная времени, с которой запирается триод, близка к τ_c , как и в случае записания одного коллекторного перехода /58/.

5. Ненасыщающиеся ключи с диодной фиксацией

Время рассасывания носителей, в зависимости от типа транзистора и режима работы ключа, может составлять от десятых долей микросекунды до нескольких микросекунд. Такая задержка заднего фронта неприемлема во многих случаях и перед разработками схем встает вопрос о ее устранении.

Казалось бы, проще всего предотвратить насыщение транзистора и связанную с насыщением задержку с помощью диодной фиксации потенциала коллектора на небольшом отрицательном уровне /рис.16/. Однако при ближайшем рассмотрении оказывается, что в наиболее важных ключах ОЭ задержка заднего фронта при этом далеко не всегда устраняется и даже может быть больше, чем без ограничения.

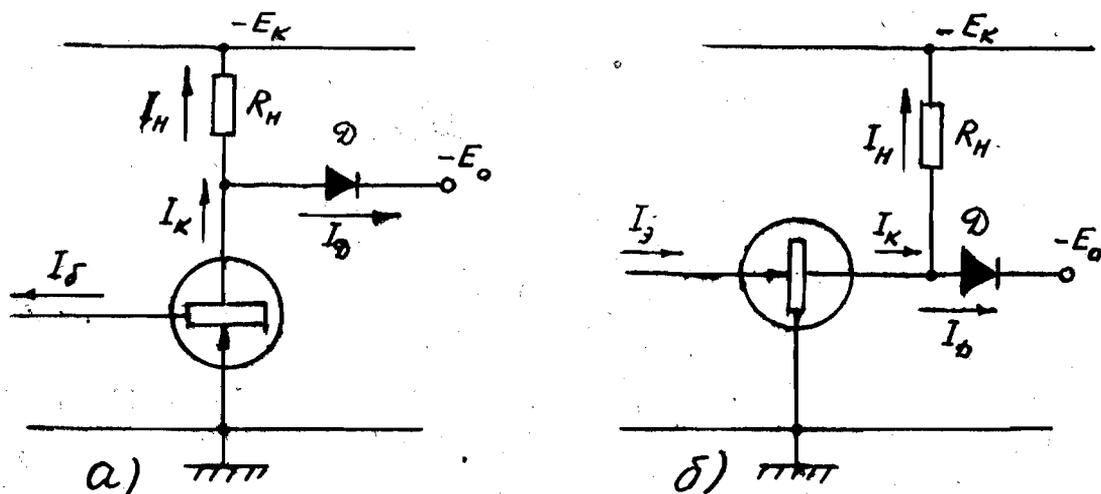


Рис. 16. Транзисторные ключи с диодной фиксацией, предотвращающей насыщение: а/ - схема ОЭ; б/ - схема ОБ.

В самом деле, диод отпирается при токе базы $I_{\delta 1}$, соответствующем условию:

$$|E_K| - \beta I_{\delta 1} R_H = |E_0| \quad \text{или} \quad I_{\delta 1} = \frac{|E_K| - |E_0|}{\beta R_H} \quad /55/$$

В "замкнутом" состоянии ключа через ~~отпирающий~~ диод протекает ток

$$I_D = \beta I_{\delta} - I_K \approx \beta (I_{\delta} - I_{\delta 1}).$$

После поступления запирающего сигнала $\Delta I_{\delta} = -I_{\delta 1}$ коллекторный ток убывает с постоянной времени τ_{β} , т.е. с начальной скоростью $|I_K'|_0 = \frac{\beta I_{\delta 1}}{\tau_{\beta}}$. Потенциал коллектора остается неизменным и равным E_0 /с точностью до прямого падения напряжения на диоде/ до тех пор, пока не закроется диод, т.е. пока ток коллектора не уменьшится на величину I_D . Это произойдет приблизительно спустя $\frac{I_D}{(I_K')_0}$ после начала запирающего. Время задержки t_z будет равно

$$t_z \approx \frac{\beta I_{\delta} - I_K}{\beta I_{\delta 1}} \tau_{\beta} \approx \left(1 - \frac{E_K}{\beta I_{\delta} R_H}\right) \tau_{\beta}.$$

Время t_z будет меньше времени рассасывания t_p в насыщенном триоде при условии $t_z < t_p$, т.е. при

$$\frac{E_K}{\beta I_{\delta} R_H} > 1 - \frac{t_p}{\tau_{\beta}}.$$

С другой стороны, ограничение имеет место только при условии $I_D > 0$, т.е. при

$$\beta I_{\delta} > \frac{E_K}{R_H} \quad \text{или} \quad \frac{E_K}{\beta I_{\delta} R_H} < 1.$$

Объединяя полученные неравенства, получаем

$$1 - \frac{t_p}{\tau_{\beta}} < \frac{E_K}{\beta I_{\delta} R_H} < 1. \quad /56/$$

В принципе это двойное неравенство можно выполнить всегда. Практически же нужно учесть, что все величины $|E_K|$, R_H , I_{δ} и особенно β /меняются

со временем, от температуры, при смене триода и т.д. Поэтому правую часть неравенства нужно обеспечивать с соответствующим запасом, ориентируясь на минимальные значения β , I_{δ} , R_H и максимальное E_K . Тогда при $t_p < \tau_{\beta}$, что обычно имеет место, левая часть неравенства, как правило, не выполняется, т.е. $t_3 > t_p$ и диодная фиксация не имеет смысла. Этот же вывод относится к ключам ОК.

В схеме ОБ соответствующие ограничения имеют вид

$$1 - \frac{t_p}{\tau_{\alpha}} < \frac{E_K}{\alpha I_{\delta} R_H} < 1. \quad /57/$$

Учитывая большую стабильность α и, главным образом, меньшую величину τ_{α} /так что $t_p > \tau_{\alpha}/$, приходим к выводу, что в схеме ОБ диодная фиксация целесообразна. Однако ключи ОБ имеют меньшее распространение в схемах, чем ключи ОЭ, из-за малой чувствительности по току. Поэтому диодная фиксация не является общим решением проблемы.

6. Ненасыщающиеся ключи с нелинейной обратной связью

Принцип ненасыщенного ключа ОЭ этого типа иллюстрируется схемой рис. 17. При малых управляющих сигналах диод Д закрыт и транзистор усиливает сигнал как обычно. При токе $I = I_{\delta 1}$, определяемом выражением /55/, т.е. при

$$I_{\delta 1} \approx \frac{E_K}{\beta R_H}$$

диод отпирается. Дальнейшие приращения тока коллектора ответвляются в основном в цепь диода, а не в нагрузку, так как сопротивление цепи диода значительно меньше сопротивления нагрузки. Соответственно потенциал U_K , начиная с этого момента,

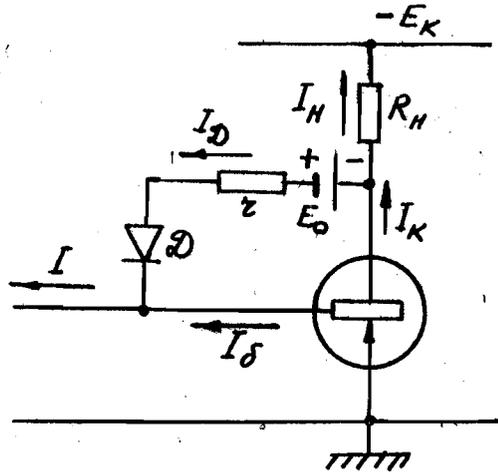


Рис. 17. Принципиальная схема ключа ОЭ с нелинейной обратной связью.

уменьшается очень слабо, так что насыщение транзистора может наступить лишь при таком большом управляющем токе, который в реальной схеме всегда можно предотвратить.

Процесс запираания происходит в два этапа: сначала, как и при диодной фиксации, отбирается ток из цепи диода при почти неизменном потенциале коллектора, затем, с постоянной времени, близкой к τ_B , спадают коллекторный ток и коллекторное напряжение. Однако первый этап в этой схеме оказывается значительно короче, чем в схеме рис. 16а, поскольку в данном случае из цепи диода /для его запираания/ нужно отобрать гораздо меньший ток. В самом деле, в схеме рис. 17 ток $I_D \approx I - I_{\delta_1}$, тогда как в схеме рис. 16а ток $I_D \approx \beta (I_{\delta} - I_{\delta_1})$. При одном и том же превышении управляющего тока над минимальным током I_{δ_1} , разница получается в β раз.

Нетрудно показать, что в ключе ОБ разница в токах будет в α раз, т.е. схемы с фиксацией и с обратной связью в этом случае будут равноценны.

Практически ключ ОБ с обратной связью не имеет задержки заднего фронта. Теоретически эта задержка имеет порядок времени диффузии $t_{\partial N} = \tau_{\alpha}$, т.е. значительно меньше времени нарастания заднего фронта.

Запираание диода \mathcal{D} и, следовательно, хотя бы неполное запираание ключа требует выполнения неравенства

$$I_1 - \Delta I \leq I_{\delta_1} \quad \text{или} \quad \Delta I \geq I_1 - I_{\delta_1}.$$

Условием полного запираания ключа является

$$I_2 = 0 \quad \text{или} \quad \Delta I = I_1.$$

Рассмотренная схема имеет тот недостаток, что нуждается в отдельном и притом незаземленном источнике смещения E_0 . Один из вариантов ненасыщаемого ключа, лишенный этого недостатка, показан на рис. 18. Здесь смещение, эквивалентное батарее E_0 , получается за счет делителя $R_1 - R_2$, присоединенного между шиной $+E_0$ и коллектором. При $R_1 \gg R_2$

с шунтирующим действием цепи $R_1 - R_2$ в процессе отпирания транзистора можно не считаться. Когда U_K падает до величины $U_K \ll E_D$, смещение

$$E_0 = \frac{E_D - U_K}{R_1 + R_2} R_2 \approx \frac{E_D}{R_1} R_2.$$

В остальном схема работает так же, как и рассмотренная выше.

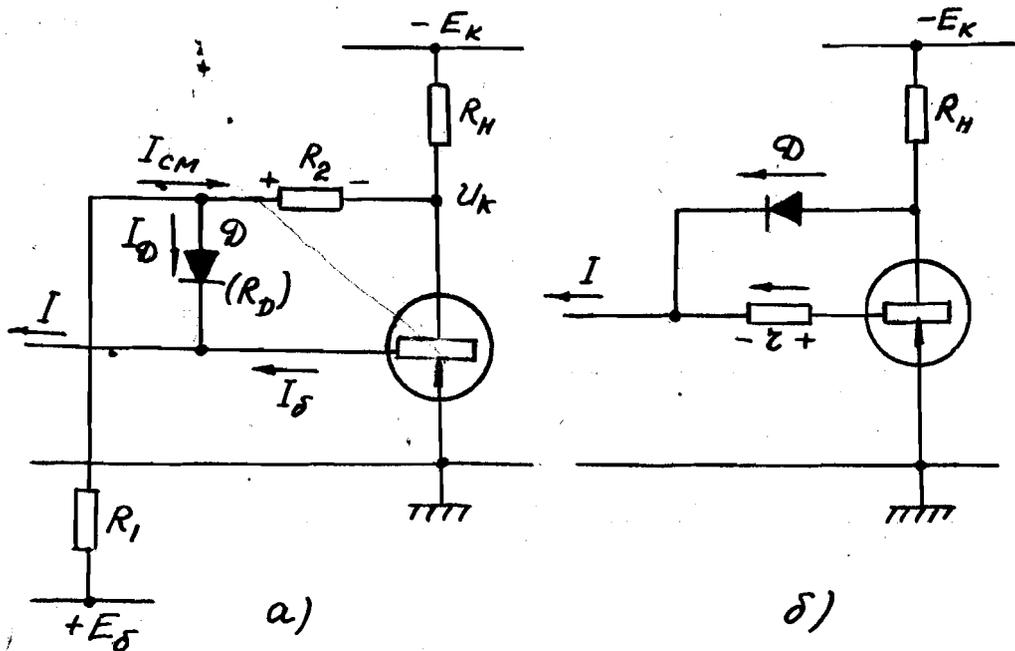


Рис. 18. Рабочие схемы ключа ОЭ с нелинейной обратной связью. Роль источника смещения E_0 /рис. 17/ играет падение напряжения на сопротивлении $R_2 \ll R_1$ /схема "а"/ или на сопротивлении z /схема "б"/.

В заключение отметим те особенности, которые следует учитывать при практическом расчете ненасыщенного ключа /рис. 18/ с учетом изменений величины β /от температуры, при смене триодов и т.п./.

а/ При $\beta = \beta_{\min}$ цепь обратной связи должна все-таки вступать в действие, т.е. должно соблюдаться условие

$$I_1 \geq I_{\delta 1} = \frac{E_K - E_0}{\beta_{\min} R_H}, \quad /58/$$

вытекающее из /55/.

б/ В другом крайнем случае, при $\beta = \infty$, цепь обратной связи открывается при малейшем управляющем токе, так как, согласно /58/, $I_{\delta} = 0$. Значит, в этом случае весь ток I пойдет по цепи обратной связи, и мы должны обеспечить, чтобы падение напряжения от этого тока на сопротивлении R_D не превышало величины E_0 :

$$I, R_D \leq E_0. \quad /59/$$

В противном случае напряжение $I, R_D - E_0 = U_K$ /т.е. потенциал коллектора/ станет положительным и наступит насыщение.

в/ При выполнении условий /58/ и /59/ в форме равенств, потенциал коллектора для $\beta = \infty$ будет равен нулю, а для $\beta = \beta_{\min}$ возрастет до E_0 /так как при $I_1 = I_{\delta}$, диод еще закрыт и $I_D = 0$ /. Таким образом, по сравнению с насыщенным ключом, напряжение E_K окажется недоиспользованным на величину E_0 . Кроме того, в схеме рис. 18 происходит дополнительная потеря напряжения на нагрузке за счет протекания через нее тока смещения $I_{см}$, при запертом ключе^{х/}.

г/ Анализ показывает, что минимальная потеря напряжения от обоих факторов получается при

$$I_{см} \approx \frac{E_{\delta}}{R_1} = I_1 \left[1 + \sqrt{\frac{R_D}{R_H \left(1 + \frac{E_K}{E_{\delta}} \right)}} \right], \quad /60а/$$

$$R = \sqrt{R_D R_H \left(1 + \frac{E_K}{E_{\delta}} \right)} \quad /60б/$$

и составляет

$$(\Delta U_K)_{\min} = \frac{E_K}{\beta_{\min}} \left(\sqrt{1 + \frac{E_K}{E_{\delta}}} + \sqrt{\frac{R_D}{R_H}} \right)^2. \quad /61/$$

х/ При учете тока $I_{к0}$ общая потеря напряжения обусловлена суммой обоих токов.

Формулы /60/ используются при расчете ненасыщающих-ся ключей.

На рис. 186 показан вариант ненасыщающегося ключа, в котором напряжение E_0 получается за счет базового тока при наличии входного сигнала. Этот вариант мы отметим ниже, рассматривая триггеры.

Глава III

СТАТИЧЕСКИЙ РЕЖИМ СИММЕТРИЧНОГО ТРИГГЕРА

I. Введение

Назначение и структура симметричного транзисторного триггера, показанного на рис. 19, аналогичны назначению

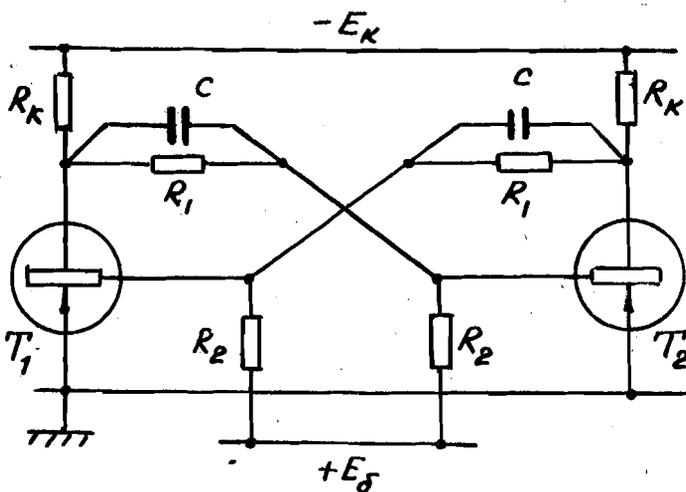


Рис. 19. Принципиальная схема симметричного триггера с посторонним смещением

и структуре лампового варианта, известного под названием триггера /полувибратора/ Бонч-Бруевича. Однако статический режим и процесс переброса в транзисторном триггере имеют значительную специфику, которую мы изучим в последующих разделах.

Из рис. 19 видно, что триоды включены по схеме ОЭ. Это включение практически является единственно приемлемым, так как в остальных двух включениях трудно осуществить обратную связь по постоянному току с необходимой полярностью и с достаточным усилением. Эти трудности связаны с малой чувствительностью ключа ОБ по току и ключа ОК по напряжению, что было отмечено в гл. I.

Ниже подробно рассматривается схема триггера с ПОСТОРОННИМ СМЕЩЕНИЕМ, которая в большинстве случаев оказывается предпочтительной. Другие варианты схем кратко рассмотрены в соответствующих разделах.

Как известно, триггер работает качественно иначе, чем двухкаскадный усилитель с положительной обратной связью, с которым он имеет схемное сходство. К отличительным критериям триггерного режима схемы обычно считается условие: "коэффициент передачи напряжения или тока в разомкнутой системе больше единицы". Однако такое условие, как показывает анализ, является необходимым, но недостаточным для нормальной работы триггера. Более правильно исходить из следующего условия: "закрытое состояние одного активного элемента обеспечивает открытое состояние другого и наоборот".

Так как схема на рис. 19 симметрична, то для определенности условимся считать сходным состоянием триггера такое состояние, в котором триод T_2 закрыт, а триод T_1 открыт, и выведем соотношения, обеспечивающие такое состояние.

Открытое состояние ключа не обязательно означает насыщение, но мы будем исходить в дальнейшем именно из режима насыщения, так как добавление элементов нелинейной обратной связи /если они имеются/ не нарушает работу триггера, рассчитанного на насыщение. Строить же триггер так, чтобы открытый триод просто "не доходил" до насыщения /а работал в активной области при малом U_K , но без обратной связи/ - не рекомендуется, так же как строить ламповый вариант на работе открытой лампы без сеточного тока. В обоих случаях напряжение на открытом элементе и работа схемы в целом будут существенно зависеть от изменений параметров схемы и триодов.

В последующих расчетах мы будем, как правило, считать насыщенный триод точкой с нулевым потенциалом, а запертый

триод - генератором токов $I_{к0}$ со стороны коллектора и базы.

Эквивалентная схема для исходного состояния триггера показана на рис. 20.

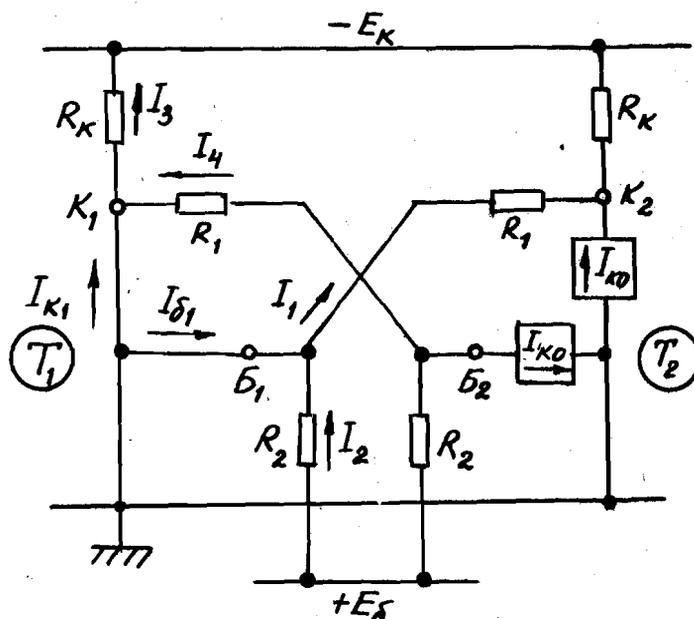


Рис. 20. Эквивалентная схема триггера в исходном состоянии / T_1 насыщен, T_2 - заперт/.

2. Условия запираания транзистора

Потенциал базы запертого триода T_2 определим по формуле /226/:

$$U_{\delta 2} = \frac{E_{\delta} g_2 - I_{к0}}{g_1 + g_2} \quad /62/$$

Цепь $E_{\delta} - g_2$ назовем цепью смещения, а ток $E_{\delta} g_2$ - током короткого замыкания цепи смещения или, сокращенно, током смещения.

Потенциал $U_{\delta 2}$ не должен стать отрицательным даже при максимальном температурном токе $(I_{к0})_m$, иначе триод T_2 откроется. Поэтому условием запираания будет превышение током смещения температурного тока:

$$E_{\delta} g_2 > (I_{к0})_m$$

Запишем это условие в форме равенства

$$E_{\delta} g_2 = \frac{E_{\delta}}{R_2} = \mathcal{K} (I_{ko})_m, \quad /63/$$

где $\mathcal{K} > 1$ - коэффициент запаса по отсечке.

Этот коэффициент учитывает возможную нестабильность напряжения E_{δ} , допуск на сопротивление R_2 , а также поправку, которую нужно внести в формулы, если учесть напряжение U_{K1} на коллекторе открытого триода. Отрицательное напряжение U_{K1} способствует отпиранию триода T_2 ; в результате в числитель /62/ добавляется ток $I = -U_{K1}/R_1$, где U_{K1} - абсолютная величина. Соответственно в правой части условия запираания /63/, вместо тока $(I_{ko})_m$ будет стоять

$$(I_{ko})_m + I = (I_{ko})_m \left[1 + \frac{I}{(I_{ko})_m} \right].$$

Двучлен в квадратных скобках входит в коэффициент запаса \mathcal{K} . При малом токе $(I_{ko})_m$ /например, при низких рабочих температурах или при использовании кремниевых транзисторов/ коэффициент \mathcal{K} может получиться весьма большим^{X/}.

Если бы величины E_{δ} и R_2 не были ничем ограничены, то, задаваясь разумным коэффициентом запаса, мы могли бы реализовать необходимый ток смещения, задаваясь любым значением одной из величин и находя вторую по формуле /63/. На практике величины E_{δ} и R_2 ограничены определенными условиями, которые иногда осложняют расчет цепи смещения.

Прежде всего отметим, что сопротивление R_2 , как показывает анализ динамики триггера, должно быть достаточно малым, а именно должно удовлетворять несколько условному

X/ В насыщенном ключе $U_{K1} = 0,07 + 0,12$ в, в ненасыщенном /с обратной связью/ $-0,5 + 0,7$ в. Так как обычно $R_1 > 10$ ком, то ток $I < 10$ мка в "насыщенном" триггере и $I < 50$ мка в ненасыщенном.

количественно, но вполне обоснованному качественно неравенству:

$$R_2 (\text{ком}) < 10 T_{\text{мин}} (\text{мкс}), \quad /64/$$

где $T_{\text{мин}}$ - минимальный период входных импульсов.

В зависимости от величины периода, сопротивление R_2 будет ограничено большим или меньшим диапазоном.

Второе ограничение, накладываемое на параметры цепи смещения, также следует из анализа динамики триггера и требует достаточно малой величины положительного смещения на базе запертого триода, а именно выполнения ориентировочного неравенства

$$U_{\delta} < 0,2 E_K. \quad /65/$$

Найдем величину смещения U_{δ} , подставляя выражение /63/ в формулу /62/:

$$U_{\delta} = [\alpha (I_{K0})_m - I_{K0}] R_1 \parallel R_2. \quad /66a/$$

Максимальная величина смещения получится при $I_{K0} = 0$, например, при достаточно низкой температуре:

$$(U_{\delta})_m = \alpha (I_{K0})_m R_1 \parallel R_2 = E_{\delta} \frac{R_1}{R_1 + R_2}. \quad /66b/$$

Отсюда видно, что при любом коэффициенте запаса α всегда можно выбрать достаточно малое сопротивление R_2 , которое обеспечит выполнение условий /64/ и /65/. При этом необходимая величина э.д.с. E_{δ} может оказаться настолько малой, что ее нельзя будет обеспечить непосредственно от батареи или выпрямителя и придется ставить делитель напряжения. Так как это не всегда желательно, то нередко при расчете цепи смещения величиной E_{δ} задаются, причем наиболее рационально задаваться ей из условия

$$E_{\delta} < 0,2 E_K, \quad /67/$$

которое гарантирует выполнение условия /65/ при любых значениях R_2 . Задавшись величиной E_{δ} , можно найти R_2 из формулы /63/ и проверить выполнение неравенства /64/. Если неравенство не выполняется, то нужно либо уменьшить э.д.с. E_{δ} , либо увеличить коэффициент α .

Заметим еще раз, что неравенство /67/ является достаточным, но не необходимым с точки зрения условия /65/. Поэтому часто делают $E_{\delta} = E_{\kappa}$, что удобно при построении источника питания. В этом случае, сочетание условий /64/ и /65/ не всегда возможно, особенно в быстродействующем триггере, в котором период $T_{\text{мин}}$ мал.

3. Условия насыщения транзистора

Из рис. 20 видно, что ток базы насыщенного транзистора T_1 состоит из двух компонентов $I_1 = -U_{\kappa_2} g_1$ ^{x/} и $I_2 = E_{\delta} g_2$. Первый обусловлен сопротивлением обратной связи способствует насыщению; второй является током смещения и препятствует насыщению. Последнее обстоятельство показывает, что коэффициент запаса по отсечке α не следует брать излишне большим.

Ток коллектора I_{κ_1} также состоит из двух компонентов: $I_3 = E_{\kappa} g_{\kappa}$ и $I_4 = U_{\delta_2} g_1$, где E_{κ} — абсолютная величина. Первый компонент является главным; второй, обусловленный цепью обратной связи, несколько снижает величину коллекторного тока и, тем самым, способствует насыщению. Значит, если при выводе условий насыщения пренебречь компонентом I_4 , то получится определенная степень надежности, которую всегда полезно иметь. Поэтому

x/ Знак минус объясняется тем, что положительное направление тока I_1 принято не от точки " κ_2 ", а к точке " κ_2 ".

запишем токи $I_{\delta 1}$ и $I_{\kappa 1}$ в следующем виде:

$$\begin{aligned} I_{\delta 1} &= I_1 - I_2 = -U_{\kappa 2} g_1 - E_{\delta} g_2, \\ I_{\kappa 1} &\approx I_3 = E_{\kappa} g_{\kappa} = I_m. \end{aligned}$$

Подставляя сюда соотношение /63/ и потенциал

$$U_{\kappa 2} = \frac{-E_{\kappa} g_{\kappa} + I_{\kappa 0}}{g_1 + g_{\kappa}}, \quad /68/$$

определенный по формуле /226/, получим

$$I_{\delta 1} = \frac{E_{\kappa} - I_{\kappa 0} R_{\kappa}}{R_1 + R_{\kappa}} - \alpha (I_{\kappa 0})_m, \quad /69a/$$

$$I_{\kappa 1} = \frac{E_{\kappa}}{R_{\kappa}} = I_m. \quad /69б/$$

Легко заметить, что с увеличением тока $I_{\kappa 0}$ ток $I_{\delta 1}$ уменьшается и триод T_I может выйти из насыщения. Значит, и в данном случае нужно рассчитывать на максимальный ток $(I_{\kappa 0})_m$. Кроме того, в условии насыщения $\beta I_{\delta 1} \geq I_{\kappa 1}$ следует ориентироваться на минимальную величину β_{\min} . Сочетание β_{\min} и $(I_{\kappa 0})_m$ повышает степень надежности, так как на самом деле при изменениях температуры возрастание тока $I_{\kappa 0}$ сопровождается увеличением β .

Учитывая "двойную" степень надежности /пренебрежение током I_{γ} и сочетание β_{\min} и $(I_{\kappa 0})_m$ /, мы вправе положить, что при величинах β_{\min} и $(I_{\kappa 0})_m$ триод T_I находится на границе насыщения, без какого-либо запаса:

$$\beta_{\min} I_{\delta 1} = I_{\kappa 1}.$$

Подставляя сюда токи из формул /69/ при $I_{\kappa 0}^* = (I_{\kappa 0})_m$ и деля обе части на $E_{\kappa} g_{\kappa}$, нетрудно представить

сопротивление обратной связи R_1 в следующем виде:

$$R_1 = R_k \left[\frac{\beta_{\min} (1 - \vartheta_m)}{1 + \beta_{\min} \mathcal{R} \vartheta_m} - 1 \right], \quad /70/$$

где

$$\vartheta_m = \frac{(I_{ko})_m R_k}{E_k} = \frac{(I_{ko})_m}{I_m} \quad /71/$$

Величина ϑ - отношение температурного тока к коллекторному току насыщенного транзистора - играет большую роль при анализе импульсных схем; мы назовем ее **ФАКТОРОМ ТЕМПЕРАТУРНОГО ТОКА**.

Из очевидного условия $R_1 > 0$ получаем "условие реализации триггера"

$$\vartheta_m < \frac{\beta_{\min} - 1}{\beta_{\min} (1 + \mathcal{R})} \quad /72a/$$

Из столь очевидного условия $I_m < (I_k)_{\text{доп}}$, где $(I_k)_{\text{доп}}$ - максимально допустимый коллекторный ток, следует

$$\vartheta_m > \frac{(I_{ko})_m}{(I_k)_{\text{доп}}} \quad /72b/$$

Реальные значения фактора ϑ_m заключены между указанными пределами. Как правило $\vartheta_m \ll 1$.

Теперь остановимся на состоянии открытого транзистора, когда ток I_{ko} и коэффициент усиления β отличны от расчетных величин.

Если сопротивление R_1 определено из выражения /70/, то при любых $\beta > \beta_{\min}$ и $I_{ko} < (I_{ko})_m$ /т.е. $\vartheta < \vartheta_m$ / транзистор будет более или менее насыщен. Степень насыщения $N_{\delta k} = N$ можно найти из соотношения /11б/:

$$\beta I_{\delta 1} = (N + 1) I_{k1}$$

Сюда нужно подставить выражения /69/ для токов и

величину R_1 из /70/. После преобразований получаем:

$$N = \frac{\beta}{\beta_{\min}} \frac{1 - \vartheta + \beta_{\min} 2\vartheta_m (\vartheta_m - \vartheta)}{1 - \vartheta_m} - 1 \quad /78a/$$

Максимальная степень насыщения получается при $\beta = \beta_{\max}$ и $\vartheta \ll \vartheta_m$ и равна

$$N_{\max} = \frac{\beta_{\max}}{\beta_{\min}} \frac{1 + \beta_{\min} 2\vartheta_m^2}{1 - \vartheta_m} - 1 \quad /78б/$$

В заключение отметим, что несмотря на определенную степень надежности, оговоренную при выводе /70/, целесообразно учитывать нестабильность напряжения E_K и допуск на сопротивление R_K , рассчитывая величину R_1 , исходя из минимальных значений E_K и R_K .

4. Выходное напряжение и выходной ток

Выходным напряжением будем считать разность коллекторных потенциалов в двух крайних состояниях транзистора. Учитывая, что потенциал насыщенного триода $U_{K1} \approx 0$, получим:

$$U_{\text{вых}} = \Delta U_K = |U_{K2}| - |U_{K1}| \approx U_{K2} \quad /74/$$

Модуль U_{K2} , согласно /68/, равен:

$$|U_{K2}| = U_{\text{вых}} = \frac{E_K g_K - I_{K0}}{g_1 + g_K} \quad /75/$$

Как видим, выходное напряжение меньше, чем E_K , из-за наличия тока I_{K0} и сопротивления R_1 .

Поделив обе части /75/ на E_K , получим КОЭФФИЦИЕНТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ напряжения коллекторного питания:

$$\xi = \frac{U_{\text{вых}}}{E_K} = \frac{g_K}{g_1 + g_K} (1 - \vartheta) = \frac{R_1}{R_1 + R_K} (1 - \vartheta) \quad /76a/$$

Подставляя в /76а/ величину R_1 из /70/ нетрудно получить:

$$\xi = \left[\frac{\beta_{\text{мин}} - 1}{\beta_{\text{мин}}} - (1 + \alpha) v_m^* \right] \frac{1 - v^*}{1 + v_m^*} \quad /76б/$$

Коэффициент ξ максимален при $v^* = 0$ и минимален при $v^* = v_m^*$. Следовательно, при данном E_K выходное напряжение падает с ростом температуры. Ясно также, что при малом факторе v_m^* зависимость выходного напряжения от температуры будет невелика, а сам коэффициент использования будет максимальным.

В пределе, при $v_m^* \rightarrow 0$, коэффициент использования имеет максимальную величину, определяемую только параметром триода:

$$\xi_m = \frac{\beta_{\text{мин}} - 1}{\beta_{\text{мин}}} < 1 \quad /76в/$$

Практически нужно стремиться к выполнению неравенства

$$v_m^* \ll \frac{\beta_{\text{мин}} - 1}{\beta_{\text{мин}} (1 + \alpha)}, \quad /77/$$

при соблюдении которого величина ξ обычно лежит в пределах $0,75 \div 0,95$.

Мы рассмотрели коэффициент использования напряжения E_K . Однако ясно, что при всех условиях выходное напряжение, в первую очередь, зависит от самой величины E_K . Напряжение питания ограничено сверху величиной $(U_K)_{\text{доп}}$ — допустимым коллекторным напряжением. С точки зрения отбираемой мощности большие значения E_K нерациональны и могут быть оправданы только конкретным требованием большого выходного напряжения. С другой стороны, слишком малые значения E_K также не всегда приемлемы, даже, если к величине $U_{\text{вых}}$ не предъявляются конкретные требования. Это объясняется следующими причинами. Во-первых, при малых напряжениях ухудшаются параметры транзисторов /уменьшаются β и f_{α} /. Во-вторых, трудно

выполнить условие /65/. В-третьих, при сохранении рабочего тока I_m сопротивления R_k и R , получаются меньше, что приводит к необходимости увеличивать ускоряющие емкости; при неизменных же сопротивлениях уменьшается рабочий ток I_m и согласно /71/, растет величина ϑ_m . Наконец, при $E_k < 1 + 2$ в весь проведенный выше анализ делается все более неточным, так как нельзя пренебрегать межэлектродными напряжениями насыщенного транзистора.

Поэтому при использовании современных высокочастотных транзисторов обычно выбирают E_k в пределах $5 + 15$ в.

Если требуемое выходное напряжение меньше этой величины, его в ряде случаев можно отбирать с части сопротивления R_k .

Полезный выходной ток через сопротивление R_k равен

$$I_{\text{вых}} = \frac{U_{\text{вых}}}{R_k} = \xi \frac{E_k}{R_k} = \xi I_m, \quad /78/$$

где I_m , как и раньше, - коллекторный ток, протекающий при насыщении транзистора.

Влияние коэффициента использования ξ на выходной ток аналогично влиянию на выходное напряжение и не нуждается в дополнительных пояснениях.

Что касается величины I_m , то она тоже ограничена сверху и снизу, как и величина E_k .

Максимальное значение тока I_m , очевидно, не превышает $(I_k)_{\text{дон}}$.

Минимальное значение тока I_m в принципе ограничено условием реализации триггера /72а/, куда ток I_m входит через величину ϑ_m . Практически, с уменьшением тока I_m растет фактор ϑ_m и нарушается условие /77/, обеспечивающее достаточно высокие значения ξ . Однако обычно минимальное значение тока I_m ограничено не этим условием, а максимально допустимой величиной R_k , о чем будет сказано ниже.

В заключение остановимся на "остаточных" величинах напряжения и тока, которые получаются благодаря тому, что $\xi < 1$. На сопротивлении R_k , подключенном к запертому триоду, действует напряжение

$$U_{ост} = E_k (1 - \xi), \quad /79a/$$

а соответствующий ток через R_k равен

$$I_{ост} = I_m (1 - \xi). \quad /79б/$$

Легко сообразить, что малая величина фактора ν_m , соответствующая неравенству /77/, обеспечит и малые величины остаточных напряжения и тока. В пределе, при $\nu_m = 0$, остаточные величины минимальны и составляют $\frac{E_k}{\beta_{мин}}$ и $\frac{I_m}{\beta_{мин}}$; эти предельные значения обусловлены наличием сопротивлений обратной связи R_1 и, следовательно, неизбежны. При $\nu_m \neq 0$ остаточные величины растут и могут достигать значений 5-25% от E_k и I_m .

На рис. 21 показана схема триггера с нелинейной обратной связью, предотвращающей насыщение /см. гл. II, раздел 5/. Здесь принято несколько иное начертание схемы по сравнению с рис. 19, иначе она получилась бы очень неразборчивой. Тем не менее легко заметить, что отличие схемы на рис. 21 от исходной /рис. 19/ заключается в следующем: 1/ сопротивления R_1 разделены на две части; 2/ добавлены фиксирующие диоды D . Эта схема соответствует ключу на рис. 18б и роль напряжения фиксации E_0 /рис. 17 и 18а/ в данном случае играет падение напряжения на сопротивлении Z :

$$E_0 = \xi E_k \frac{Z}{R_1}$$

При выборе величины " α " следует учесть, что потенциал коллектора будет меньше E_0 на величину прямого падения напряжения на диоде $/0,2 + 0,4 \text{ в}/$. Обычно полагают $E_0 \approx 0,7 \text{ в}$. Излишне большая величина E_0 вредна, так как снижает коэффициент использования ξ и повышает запас по отсечке α .

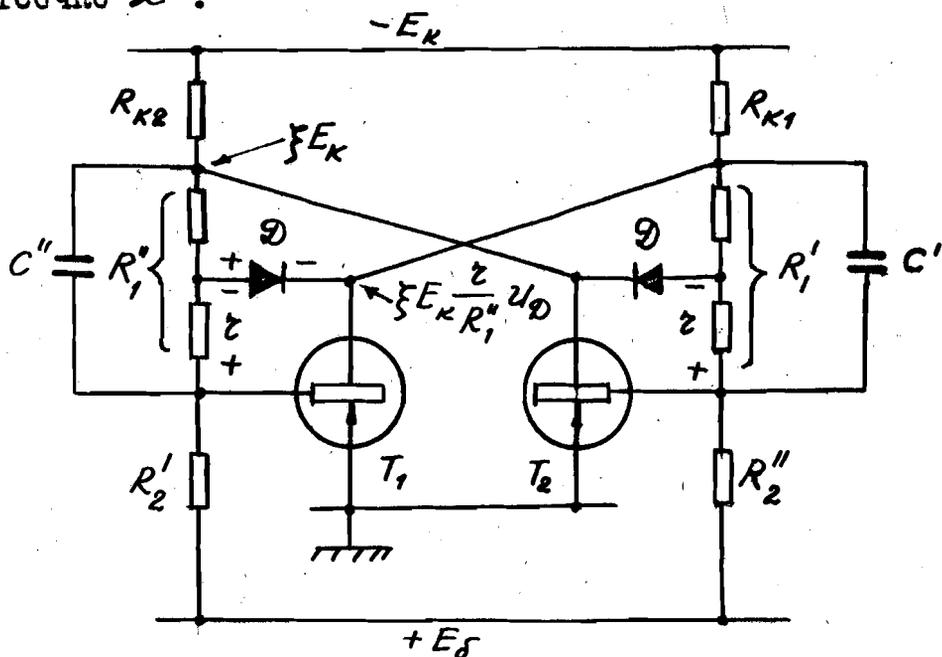


Рис. 21. Схема триггера с нелинейной обратной связью, предотвращающей насыщение / "ненасыщенный" триггер/.

5. Статический расчет триггера

Предыдущий анализ показал, что цепь смещения $E_\delta - R_2$ может рассчитываться в значительной мере автономно, хотя "запас по отсечке", характеризуемый величиной α , оказывает влияние на другие параметры схемы и не может быть произвольно большим.

Величиной, определяющей такие важнейшие параметры триггера, как сопротивление обратной связи R_1 /вернее, отношение R_1 и R_k / и коэффициент использования напряжения и тока ξ , является фактор температурного тока I_m , который должен иметь по возможности малую величину.

Фактор β_m пропорционален сопротивлению R_K , которое, следовательно, должно быть достаточно малым. Минимальная величина R_K равна

$$(R_K)_{\min} = \frac{E_K}{(I_K)_{\text{дел}}} \quad /80/$$

Однако, не следует делать R_K "как можно меньше" при всех условиях. Если можно обеспечить желательные параметры схемы при $R_K > (R_K)_{\min}$, то это уменьшит расход энергии от источника питания.

Максимальная величина R_K /и, соответственно, минимальная величина тока I_m /ограничена чаще всего не условием /77/, а соображениями переходного процесса. А именно, в следующей главе будет показано, что наибольшее быстроедействие триггера обеспечивается при соблюдении условного, но в общем правильно ориентирующего неравенства:

$$R_K (\text{ком}) \leq \frac{3}{f_\alpha (\text{Мгц})} \quad /81/$$

Перейдем к расчетным примерам для схемы рис. 19.

Пример № I

Задача: германиевые триоды П16-1У / $I_{KO} < 15$ мка при $t^\circ = +20^\circ$; $\beta = 70 \div 120$ при 20° ; $(I_K)_{\text{дел}} = 100$ ма /при насыщении/; $f_\alpha \geq 1,6$ Мгц/. Температурный диапазон $\pm 50^\circ$. Минимальный период входных импульсов $T_{\min} = 2$ мкс. Разбросом параметров деталей пренебрегаем.

Дано: $E_K = 10$ в; $E_\delta = 1$ в, исходя из /67/.

а/ Определяем максимальный ток $(I_{KO})_m$, считая, что ток I_{KO} удваивается при $\Delta t^\circ = 10^\circ$: $(I_{KO})_m = 15 \cdot 2^3 = 120$ мка.

б/ Принимаем коэффициент запаса по отсечке $\kappa = 1,2$.

в/ Находим R_2 по формуле /68/: $R_2 \approx 7$ ком. Проверим неравенство /64/, которое выполняется.

г/ Определяем минимальную величину β_{\min} , учитывая,

что β уменьшается с понижением температуры и при $t = -50^\circ$ может составлять $0,7 \cdot \beta(20^\circ)$; кроме того, в импульсных схемах величину β усредняют по диапазону изменения тока, что обычно приводит к уменьшению номинального значения на 20-30%. Принимаем $\beta_{\min} = 30$.

д/ выбираем величину R_K в пределах, задаваемых /80/ и /81/:

$$2 \text{ ком} > R_K > 0,1 \text{ ком}.$$

Примем $R_K = 1 \text{ ком}$, что обеспечит достаточную экономичность; в то же время выполняется неравенство /77/.

е/ Максимальный рабочий ток $I_m = \frac{E_K}{R_K} = 10 \text{ ма}$.

ж/ Фактор $\vartheta_m = 0,012$, согласно /71/.

з/ Коэффициент использования $0,95 \geq \xi \geq 0,94$, согласно /76б/.

и/ Соответственно, $U_{\text{вых}} \approx 9,4 \text{ в}$; $U_{\text{ост}} \approx 0,6 \text{ в}$;
 $I_{\text{вых}} \approx 9,4 \text{ ма}$; $I_{\text{ост}} \approx 0,6 \text{ ма}$.

к/ Сопротивление обратной связи $R_1 = 20 \text{ ком}$, согласно /70/. Берем $R_1 = 18 \text{ ком}$.

л/ Максимальное положительное смещение на базе запертого триода, согласно /66б/, равно $(U_0)_m \approx 0,72 \text{ в}$.

м/ Максимальная степень насыщения при $I_{K0} \approx 0$ и $\beta_{\max} = 100$, согласно /73б/, равна $N_{\max} \approx 2,3$.

Если бы в п. "д" мы взяли гораздо меньшую величину R_K , например, $R_K = 0,2 \text{ ком}$, то последующие параметры имели бы следующие значения: $(U_0)_m = 0,42 \text{ в}$;

$$I_m = 50 \text{ ма}; \quad \vartheta_m = 0,0024; \quad \xi = 0,967;$$

$$U_{\text{вых}} = 9,67 \text{ в}; \quad I_{\text{ост}} = 3 \text{ ма}; \quad R_1 = 5 \text{ ком}.$$

Как видим, за счет пятикратного увеличения тока и мощности мы лишь очень немного выиграли в величинах выходного напряжения и напряжения смещения.

Пример № 2

Заданы: кремниевые триоды П103^X / $I_{K0} < 100$ мка при $t^\circ = 120^\circ$; $\beta \approx 13$; $(I_K)_{\text{пол}} = 50$ ма; $f_{\alpha} \approx 1$ МГц/.
 Температурный диапазон $0 + 75^\circ$. Максимальная частота входных импульсов 300 кГц / $T_{\text{мин}} \approx 8$ мксек/. Допуск сопротивлений $\pm 10\%$.

Задаемся: $E_K = 15$ в; $E_D = 2$ в, исходя из /67/.

а/ Определим ток $(I_{K0})_m$ при температуре 75° :

$$(I_{K0})_m \approx 100 \cdot 2^{-4,5} \approx 4 \text{ мка}$$

б/ С учетом тока $I = \frac{U_{K1}}{R_1} \approx 10$ мка и допуска 10% для R_2 , примем предварительно $\alpha = 5$.

в/ Если рассчитать R_2 по формуле /63/, то получается $R_2 = 100$ ком, что нарушает неравенство /64/. Уменьшение E_D до 1 в не решает вопроса. Следовательно, нужно увеличить α . Примем $R_2 = 20$ ком $\pm 10\%$. Тогда, согласно /63/, $\alpha = 25$.

г/ Примем $\beta_{\text{мин}} = 10$, учитывая только усреднение, так как температура не опускается ниже 0° .

д/ Выбираем R_K в пределах, задаваемых /80/ и /81/:

$$3 \text{ ком} > R_K > 0,3 \text{ ком}$$

Примем $R_K = 2,7$ ком $\pm 10\%$, так как при этом неравенство /77/ хорошо соблюдается, а экономичность максимальна.

е/ Минимальное значение рабочего тока $I_m = \frac{15}{8} = 5$ ма.

ж/ Максимальное значение фактора $\eta_m = 0,0008$, согласно /71/.

з/ Коэффициент использования $\xi \approx 0,88$, согласно /766/.

и/ Соответственно $U_{\text{вых}} \approx 13$ в; $U_{\text{ост}} \approx 2$ в; $I_{\text{вых}} \approx 4,9$ ма $\pm 10\%$;

х/ Это триоды типа $n - p - n$; поэтому полярности источников питания и направления токов будут обратными по сравнению с показанными на рис. 20. Существо расчетов это не меняет.

$$I_{ост} \approx 0,75 \text{ ма} \pm 10\%$$

к/ Сопротивление обратной связи R_1 находим по формуле /70/, подставляя минимальную величину R_K и найденное выше значение I_m . Получим $R_1 = 17,5 \text{ ком}$. Принимаем $R_1 = 16 \text{ ком} \pm 10\%$.

л/ Максимальное смещение на базе запертого триода, согласно /666/, и с учетом допусков на R_1 и R_2 составляет: $(U_{\delta})_m \approx 1 \text{ в}$.

м/ Максимальная степень насыщения $N_{\text{макс}} \approx 1,5$, согласно /736/, если принять $\beta_{\text{макс}} \approx 25$.

В качестве варианта положим, что задано $E_{\delta} = +15 \text{ в}$. Тогда наибольшие изменения претерпят следующие параметры:

$$\alpha = 190; \quad \xi \approx 0,75; \quad U_{\text{вых}} \approx 11 \text{ в}; \quad I_{ост} \approx 1,5 \text{ ма};$$

$R_1 \approx 7,5 \text{ ком}$; $(U_{\delta})_m \approx 4,5 \text{ в}$. Как видим, при том же значении R_K важнейшие параметры заметно ухудшились^{х/}. Поэтому целесообразно взять меньшую величину R_K , например, $R_K = 1 \text{ ком}$, что, конечно, повысит расход энергии, но зато сделает ξ , $I_{ост}$ и $(U_{\delta})_m$ близкими к величинам, полученным в основном примере.

6. Активная нагрузка триггера

На рис. 22а показан весьма общий случай г а л в - в а н и ч е с к о й связи внешней активной нагрузки с триггером. Если потенциал $e = E_K$, получается частный случай "незаземленной" нагрузки /рис. 22б/, когда сопротивление R_H шунтирует R_K ; если $e = 0$, получается частный случай "заземленной" нагрузки /рис. 22а/, когда R_H шунтирует транзистор.

х/ Отметим, что, несмотря на равенство $E_{\delta} = E_K$, величина $(U_{\delta})_m$ оказалась значительно меньше E_K . Анализ показывает, что в правильно рассчитанном триггере при любой величине E_{δ} , даже при $E_{\delta} \gg E_K$, напряжение U_{δ} не может превысить напряжение E_K .

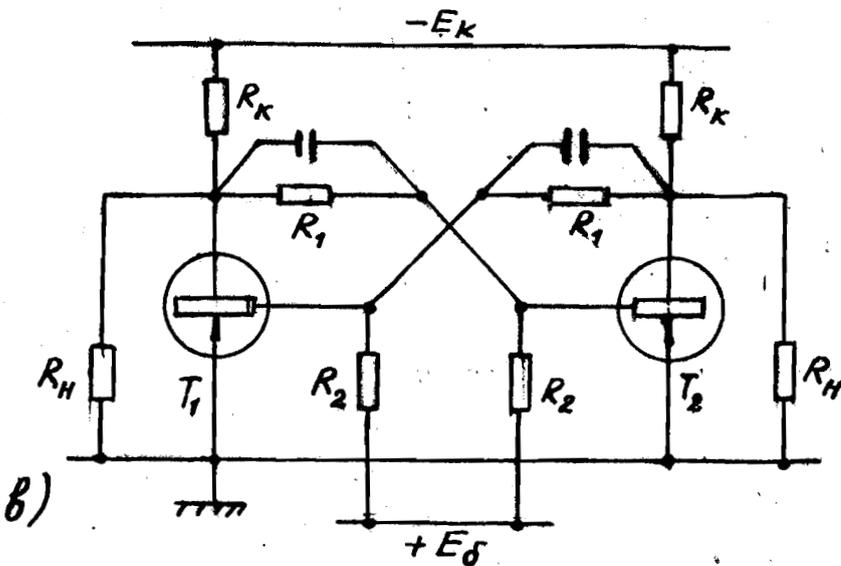
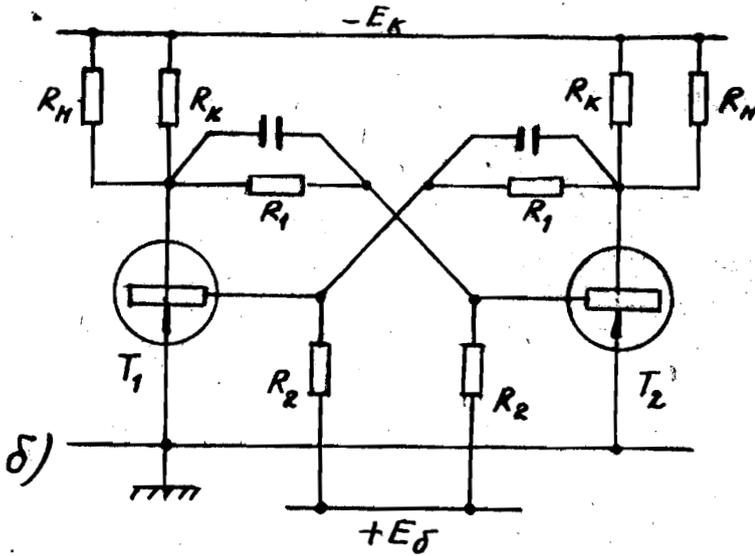
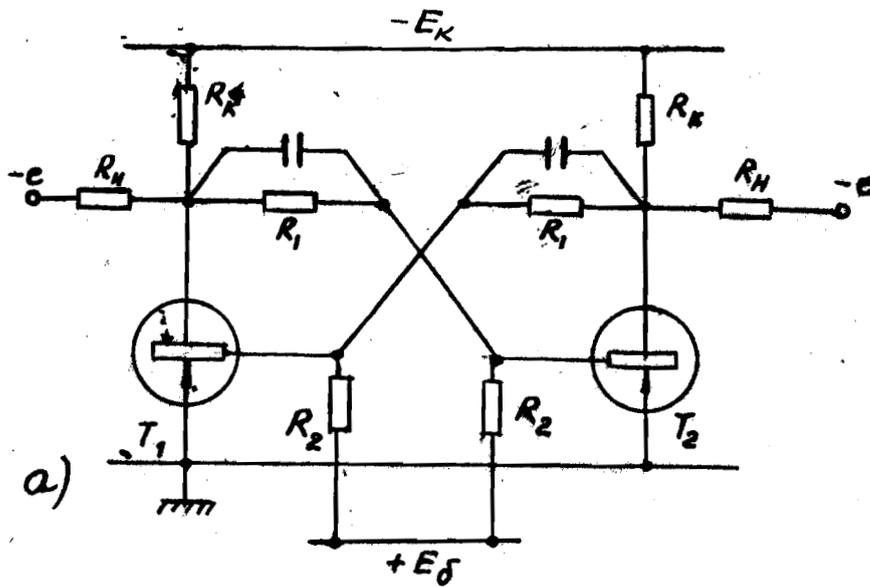


Рис. 22. Варианты гальванической связи активной нагрузки с триггером: а/ общий случай со смещением "e"; б/ "незаземленная" нагрузка / e = E_к /; в/ "заземленная" нагрузка / e = 0 /.

Будем, как и раньше, считать, что триод T_1 насыщен, а триод T_2 заперт.

Присоединение нагрузки R_H не влияет на условие запертия, но существенно влияет на условия насыщения. В самом деле, из рис. 22а с помощью формулы /226/ находим:

$$U_{кз} = \frac{-E_k g_k - e g_H + I_{кз}}{g_k + g_H + g_1}$$

Определим токи базы и коллектора:

$$I_{б1} = -U_{кз} g_1 - E_b g_2 = g_1 \frac{E_k g_k + e g_H - I_{кз}}{g_k + g_H + g_1} - \alpha (I_{кз})_m$$

$$I_{к1} = E_k g_k + e g_H$$

Нетрудно заметить, что с ростом нагрузки, т.е. с увеличением проводимости g_H ток базы монотонно стремится к определенному пределу, тогда как ток коллектора неограниченно возрастает, за исключением случая "заземленной" нагрузки, когда $e = 0$ и $I_{к1} = const$. Из рис. 23 видно, что при увеличении проводимости g_H условие насыщения $\beta I_{б1} > I_{к1}$ в с е г д а затрудняется.

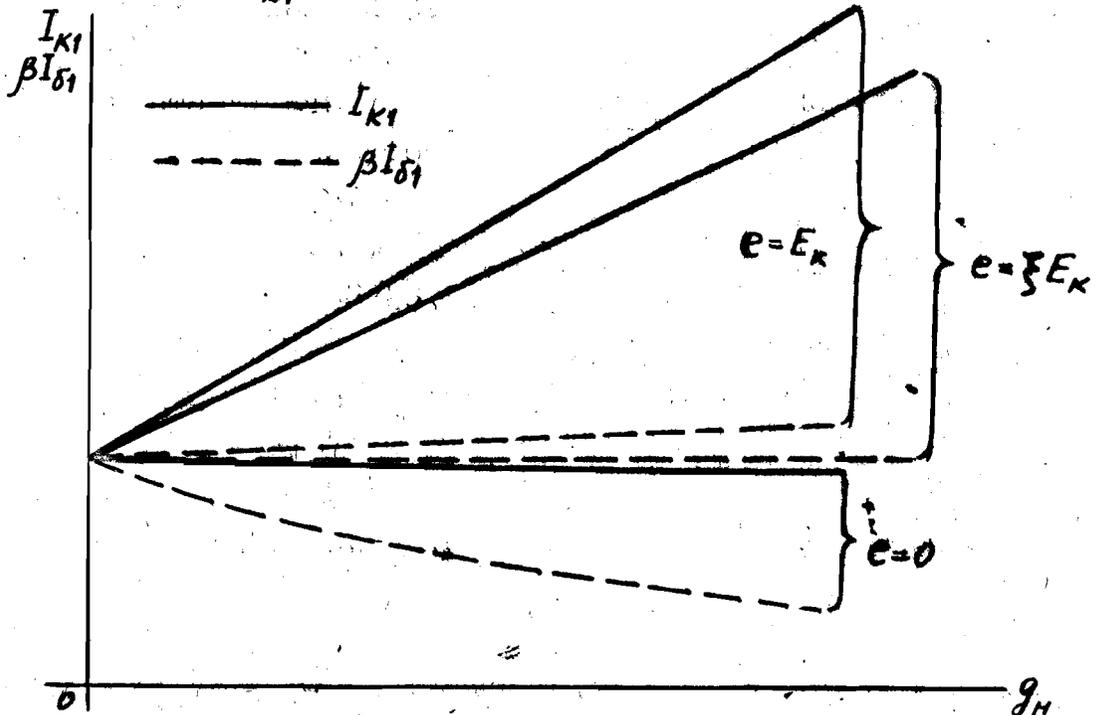


Рис. 23. Зависимость базового и коллекторного токов насыщенного транзистора от проводимости нагрузки при трех смещениях "e".

Поэтому при определении сопротивления обратной связи R_1 в нагруженной триггере нужно ориентироваться не только на предельные величины $\beta_{\text{мин}}$ и $(I_{\text{к0}})_m$, но и на минимальное сопротивление нагрузки $(R_H)_{\text{мин}}$.

Пользуясь методикой раздела 3 и приведенными выше значениями $I_{\text{д1}}$ и $I_{\text{к1}}$, получим выражение для R_1 в форме, аналогичной /70/:

$$R_1 = R_K \parallel (R_H)_{\text{мин}} \times \left[\frac{\beta_{\text{мин}}(1 - \mathcal{V}'_m)}{1 + \beta_{\text{мин}} \mathcal{V}'_m} - 1 \right]. \quad /82/$$

Фактор температурного тока \mathcal{V}'_m имеет здесь более общий вид, чем /71/:

$$\mathcal{V}'_m = \frac{\mathcal{V}_m}{1 + \frac{e}{E_K} \frac{R_K}{(R_H)_{\text{мин}}}} \leq \mathcal{V}_m. \quad /83/$$

В случае "заземленной" нагрузки, когда $e = 0$, получается

$$\mathcal{V}'_m = \mathcal{V}_m;$$

в случае "незаземленной" нагрузки, когда $e = E_K$, получается

$$\mathcal{V}'_m = \frac{(I_{\text{к0}})_m \cdot R_K \parallel (R_H)_{\text{мин}}}{E_K}.$$

Если сопротивление R_1 определено из формулы /82/, которая обеспечивает границу насыщения при $R_H = (R_H)_{\text{мин}}$, то при любом $R_H > (R_H)_{\text{мин}}$ степень насыщения будет иметь конечную величину и достигает максимума N_x при холостом ходе /при "сбросе" нагрузки/, когда $R_H = \infty$. Величину N_x вычислим из соотношения:

$$\beta_{\text{мин}} I_{\text{д1}} = (N_x + 1) I_{\text{к1}},$$

подставляя в него токи $I_{\text{д1}}$ и $I_{\text{к1}}$, соответствующие отсутствию нагрузки, т.е. из /69/, и значение R_1 из /82/. После преобразований и упрощений, основанных на том, что

$$(1 + \alpha) \mathcal{V}'_m \ll 1, \text{ можно получить степень насыщения } N_x$$

в общем виде:

$$N_x \approx \frac{\beta_{\text{мин}} - 1}{1 + \frac{\beta_{\text{мин}}}{1 + \beta_{\text{мин}} \alpha \mathcal{V}'_m} \frac{(R_H)_{\text{мин}}}{R_K}} \cdot \frac{1 + \beta_{\text{мин}} \alpha \mathcal{V}'_m (1 - \frac{e}{E_K})}{1 + \beta_{\text{мин}} \alpha \mathcal{V}'_m} \quad /84a/$$

Для частных случаев "заземленной" нагрузки / $e = 0$ / и "незаземленной" нагрузки / $e = E_K$ / формула /84a/ упрощается, а при условии

$$\beta_{\text{мин}} \alpha \mathcal{V}'_m \ll 1,$$

которое часто имеет место, переходит, в приближенное выражение, удобное для прикидочных расчетов:

$$N_x \approx \frac{\beta_{\text{мин}} - 1}{1 + \beta_{\text{мин}} \frac{(R_H)_{\text{мин}}}{R_K}} \quad /84б/$$

Отсюда видно, что в триггере, рассчитанном на очень малое сопротивление нагрузки $(R_H)_{\text{мин}} \rightarrow 0$, степень насыщения при сбросе нагрузки не превышает $\beta_{\text{мин}} - 1$.

Поскольку сопротивление R_H редко бывает меньше $0,2 R_K$, а $\beta_{\text{мин}}$ меньше 10, то степень насыщения N_x , согласно /84б/ обычно не превышает 3 + 5.

Учитывая совпадение предельных значений N_x и общность упрощенной формулы /84б/, можно сделать вывод, что с точки зрения эффектов накопления и рассасывания способ подключения нагрузки /т.е. величина "e"/ не имеет существенного значения.

Однако способ подключения нагрузки оказывается существенным с точки зрения величины "остаточного" тока, о котором мы говорили в разделе 4. В случае **з а з е м л е н н о й** нагрузки рабочий ток протекает через нее при **з а п е р - т о м** состоянии соответствующего транзистора, а "остаточный" ток - при его насыщении; поэтому $I_{\text{ост}}$ очень мал, так как определяется лишь напряжением $U_{KЭ}$ в насыщенном состоянии. В случае **н е з а з е м л е н н о й** нагрузки рабочий ток протекает при **н а с ы щ е н н о м** состоянии

соответствующего транзистора, а "остаточный" ток — при его запертом состоянии. Поэтому, если коэффициент использования ξ невелик, то $I_{ост}$ может быть довольно большим, как видно из примеров в предыдущем разделе.

Если выбрать потенциал e равным коллекторному потенциалу запертого триода в отсутствие нагрузки

$$e = \frac{E_K g_K - I_{KO}}{g_K + g_1},$$

то при подключении нагрузки ток через нее /а это и есть "остаточный" ток/ будет равен нулю. Следовательно, в этом случае остаточный ток исключается полностью.

На практике нагрузка может быть несимметричной, т.е. может подключаться только к одному из транзисторов. При этом полученные соотношения /82/, /84/ несколько изменяются, но соображения, лежащие в основе анализа, остаются теми же, которые изложены выше.

Г а л в а н и ч е с к а я связь нагрузки с триггером и активный характер сопротивления R_n являются лишь частным случаем. Тем не менее, выводы данного раздела имеют достаточно общее значение и с качественной стороны полезны при анализе более сложных схем.

Пусть, например, нагрузка по-прежнему активна, но связана с триггером через емкости /рис. 24а/^{X/}, и пусть сначала насыщен триод T_2 , а триод T_1 заперт. При таком состоянии триггера емкость C_2 заряжена до напряжения E_K , а емкость C_1 — до напряжения $(1-\xi)E_K \ll E_K$.

X/ В случае емкостной связи заземленная и незаземленная нагрузки в значительной степени равноценны. Поэтому, основные выводы, сделанные применительно к схеме рис. 24а, останутся в силе и при заземленной нагрузке.

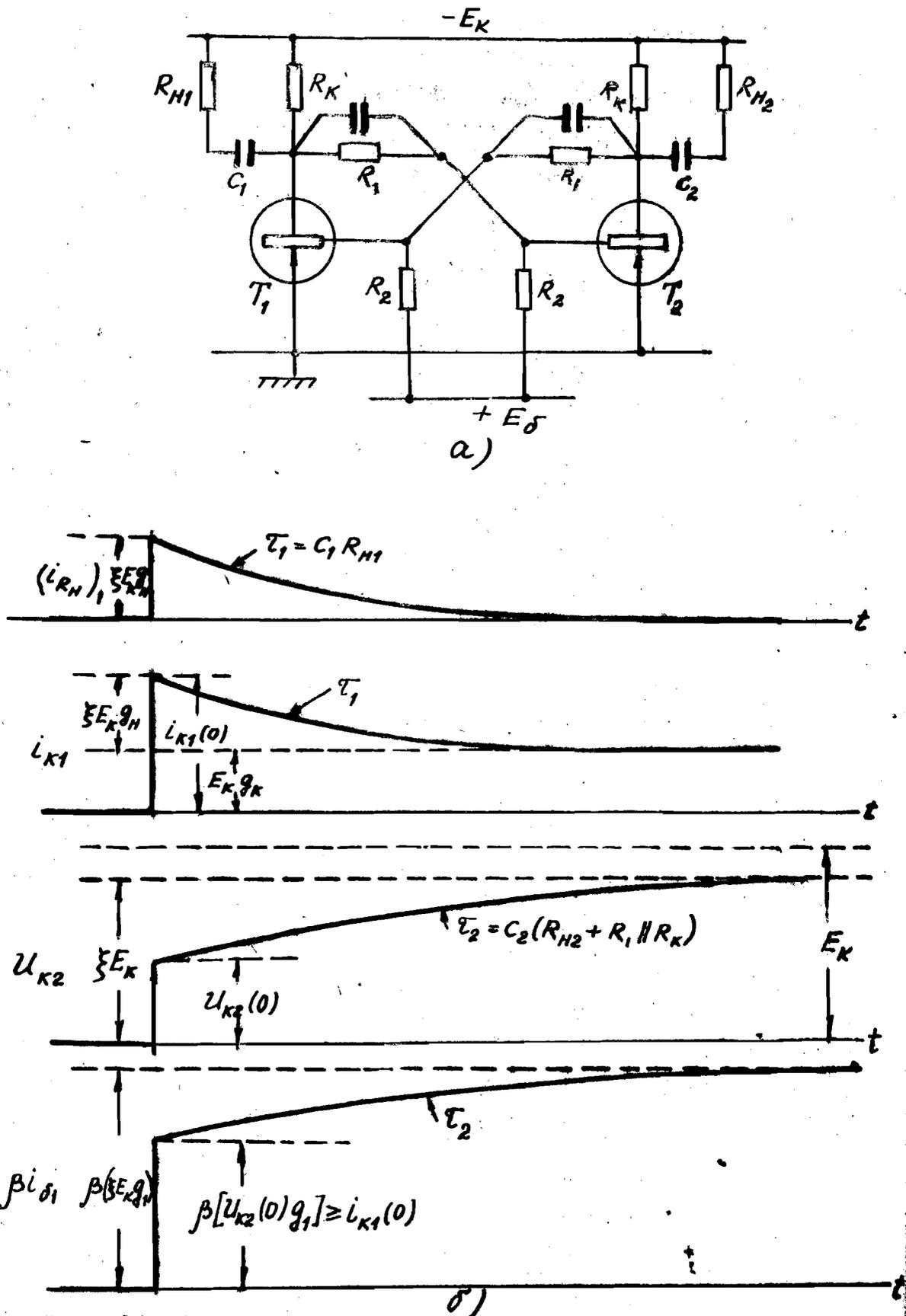


Рис. 24. Емкостная связь нагрузки с триггером:
 а/ принципиальная схема; б/ временные диаграммы
 после очередного переброса T_1 открылся, T_2
 заперся/.

После переброса триггера триод T_1 насыщается, а триод T_2 запирается и в дальнейшем /если не происходит нового переброса/ работа схемы характеризуется кривыми на рис. 24б.

Рассмотрим прежде всего коллекторный ток насыщенного триода. В первый момент после переброса триггера ток через сопротивление R_{H1} равен

$$\frac{E_K - (1 - \xi)E_K}{R_{H1}} = \frac{\xi E_K}{R_{H1}} \approx \frac{E_K}{R_{H1}},$$

т.е. он практически такой же, как в схеме на рис. 22б. Со временем этот ток падает до нуля и коллекторный ток триода T_1 уменьшается. Следовательно, опасность выхода из насыщения, в отличие от схемы с гальванической связью, существует в р е м е н о . Однако, разумеется, расчет нужно вести именно для первого, наиболее опасного момента.

Теперь обратимся к току базы насыщенного триода. Непосредственно после переброса он существенно меньше, чем в схеме рис. 22б.

Действительно, в схеме рис. 22б

$$U_{K2} = \frac{-E_K(g_K + g_H) + I_{K0}}{g_K + g_H + g_1},$$

тогда как в схеме рис. 24а

$$U_{K2}(0) = \frac{-E_K g_K - [E_K - U_{ce}(0)]g_H + I_{K0}}{g_K + g_H + g_1} = \frac{-E_K g_K + I_{K0}}{g_K + g_H + g_1}.$$

Разница в напряжениях U_{K2} влечет за собой и разницу в токах I_{B1} , так как $I_{B1} = -U_{K2}g_1 - E_B g_2$ в обеих схемах.

Поскольку при емкостной связи ток I_{B1} меньше, чем при гальванической связи, а коллекторные токи в обеих схемах практически одинаковы, то опасность выхода из насыщения при емкостной связи больше и сопротивление R_1 должно иметь меньшую величину. Количественный расчет мы опускаем.

По мере зарядки емкостей C_1 и C_2 степень насыщения увеличивается, так как ток I_{K1} уменьшается, а ток I_{B1} растёт. Поэтому перед очередным перебросом триод T_1 неизбежно будет довольно сильно насыщен, так что явления рас-сасывания в триггере с емкостной связью при прочих равных условиях будут более существенны, чем в триггере с галь-ванической связью нагрузки.

7. Триггер с автоматическим смещением

Этот вариант триггера /рис. 25/ так же как и его ламповый аналог, принципиально не отличается от схемы с посторонним смещением. Однако он обладает некоторыми недо-

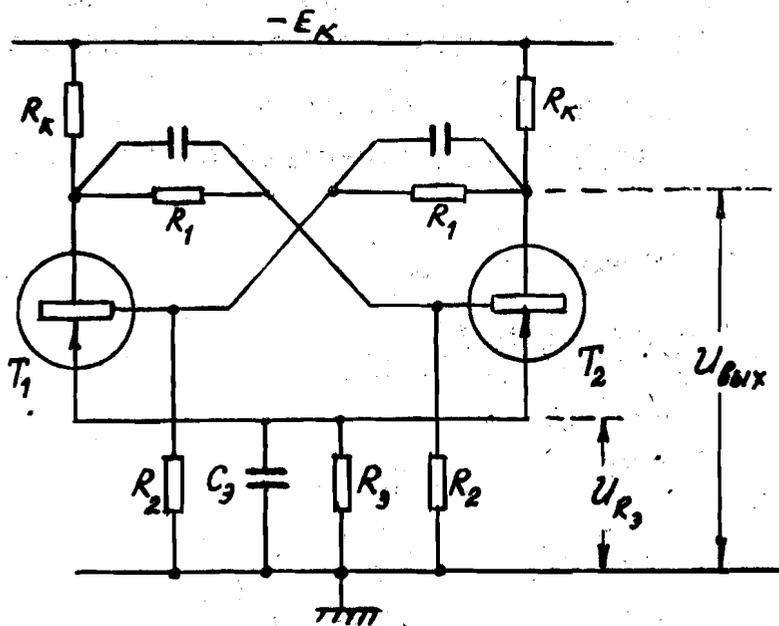


Рис. 25. Триггер с автоматическим смещением

статками, ко-
торые часто
обуславливают
отказ от его
применения и
делает пред-
почтительной
схему на
рис. 19.

Эти недостат-
ки следующие:

1/ На со-
противлении
смещения R_2
падает часть
напряжения

питания, и выходное напряжение схемы при том же E_K по-
лучается меньше, чем при постороннем смещении.

2/ Минимальный потенциал коллектора /при насыщении
транзистора/ не равен нулю /или не близок к нулю/, а со-
ставляет величину U_{R2} . Это затрудняет конструирование
некоторых схем, например, в вычислительной технике.

3/ В сопротивлении R_3 "бесполезно" расходуется мощность, составляющая обычно 10 и более процентов полной мощности, что существенно в высокоэкономичной аппаратуре.

4/ Схема требует двух дополнительных элементов R_3 и C_3 , что является недостатком с точки зрения надежности в тех случаях, когда число триггеров исчисляется сотнями и более.

Несомненным преимуществом триггера с автосмещением является наличие только одного источника питания. Однако в сложных электронных приборах, как правило, необходимы несколько разных постоянных напряжений. Поэтому использование одного из них в качестве источника смещения обычно не встречает затруднений.

Схему на рис. 25 нет необходимости анализировать столь же подробно, как схему на рис. 19, так как они в общем подобны друг другу. Полезно лишь установить аналогию между их параметрами и отметить некоторые характерные особенности методики анализа при наличии сопротивления R_3 .

Роль э.д.с. E_3 в данном случае играет падение напряжения на сопротивлении R_3 , т.е. в сущности - "потенциал насыщенного транзистора". Этот потенциал U_T в любом из двух состояний триггера легко найти по формуле узлового напряжения /22/. Пренебрегая токами $I_{к0}$ и считая схему полностью симметричной, найдем

$$U_T = \frac{E_K (g_K + g_{K-1})}{g_K + g_{K-1} + g_2 + g_{1-2} + g_3}, \quad /85/$$

где проводимости с двойными индексами соответствуют сопротивлениям, соединенным последовательно; например,

$$g_{K-1} = \frac{1}{R_K + R_1}$$

Величину U_T , так же как величину E_3 , целесообразно задавать, исходя из условия, аналогичного /67/: $U_T \ll E_K$.

В данном случае это условие, помимо предотвращения больших смещений на базе запертого триода, обеспечивает лучшее использование напряжения E_K , т.е. большее выходное напряжение.

Статический расчет триггера с автосмещением проводится по уже известным формулам, где вместо э.д.с. E_D будет стоять напряжение U_T . В конце расчета, когда уже известны все величины, кроме сопротивления R_2 , последнее находится из выражения /85/.

Особенностью данной схемы является то, что напряжение смещения U_T является функцией E_K , а именно — оно пропорционально E_K , тогда как E_D — величина независимая. Это обстоятельство делает режим триггера с автосмещением менее зависимым от изменений питающего напряжения вплоть до значений $E_K = 1$ и менее.

Учет тока I_{K0} несколько усложняет выражение /85/, не меняя существа сделанных выводов.

8. Триггеры без источника смещения

Возможность работать без смещения /как постороннего, так и автоматического/ является специфической особенностью транзисторных триггеров, не имеющей аналогии в ламповой технике. Однако эти схемы меньше исследованы, чем схемы со смещением, и поэтому на практике нередко оказываются недостаточно надежными. Мы дадим о них лишь самое общее представление.

На рис. 26 показан триггер, очень похожий на обычный /рис. 19/, но без источника E_D . Работоспособность триггера подтверждается следующими соображениями. Положим, что триод T_1 насыщен, и покажем, что при известных условиях триод T_2 может быть "почти заперт", т.е. хотя и будет находиться в активной области, но будет работать с достаточно малым коллекторным током. В самом деле, если считать $U_{K1} = U_{D1} = 0$, то режим "запертого триода T_2 " определяется

схемой на рис. 27. При двух предельных значениях сопротивления R коллекторный ток имеет следующую величину:

$$I'_{к2} = (1 + \beta_N) I_{к0} \quad \text{при } R = \infty \quad \text{/оборванная база/}$$

$$I''_{к2} = (1 + \beta_I) I_{к0} \quad \text{при } R = 0 \quad \text{/см. (86) /}$$

При промежуточных значениях R ток $I_{к2}$ лежит между этими величинами. Обычно он ближе к максимальной величине $I'_{к2}$ X/.

Нетрудно сообразить, что ток $I_{к2}$ в данной схеме играет роль тока $I_{к0}$ в "классической" схеме /рис.19/ и определяет величину фактора ϑ_m . Поскольку

$$(I_{к2})_m \approx (1 + \beta_N) (I_{к0})_m,$$

то, очевидно, условие $\vartheta_m \ll 1$ в данной схеме выполнить гораздо труднее; во всяком случае для этого нужны гораздо большие рабочие токи I_m , чем в схеме со смещением /см.

(71) /.

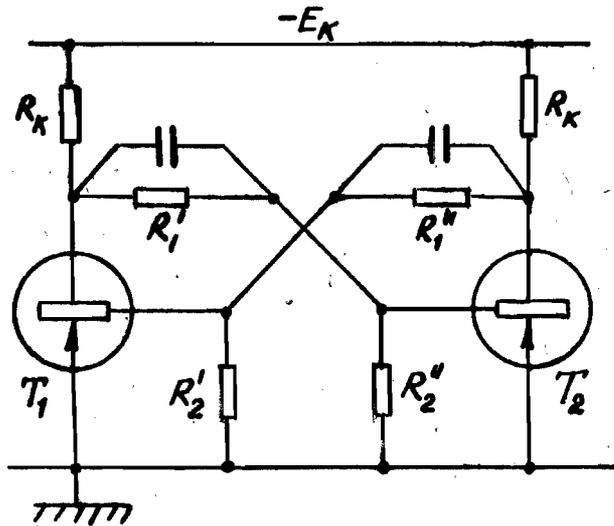


Рис. 26. Триггер без источника смещения E_B

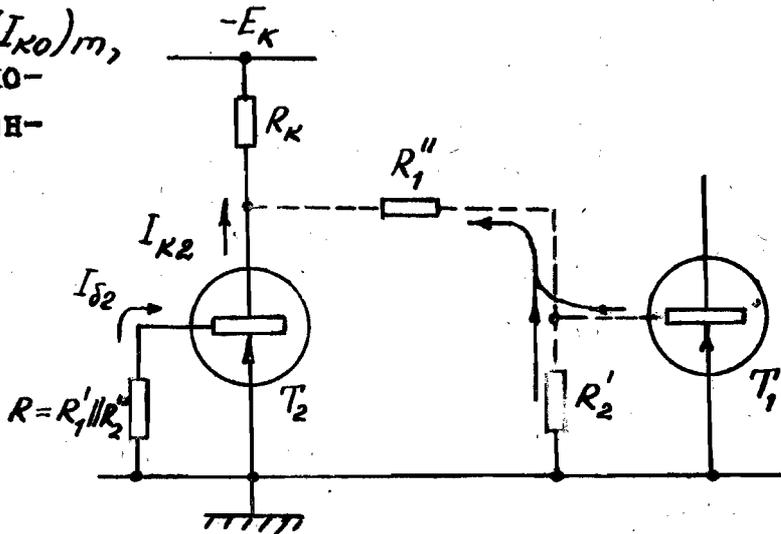


Рис. 27. Эквивалентная схема для определения режима запертого триода T_2 в триггере на рис. 26.

X/ Это объясняется двумя причинами: 1/ сопротивление R_2 нельзя сделать меньше $1 \div 2$ ком, так как иначе оно будет "отсасывать" значительную долю насыщающего тока, поступающего через R_1 в базу триода T_1 /см. разветвление токов в правой части рис. 27/; 2/ напряжение $U_{к1}$, если его учесть, обуславливает положительную составляющую тока $I_{\delta 2}$ и, тем самым, увеличивает ток $I_{к2}$.

Можно сказать, что при прочих равных условиях в схеме без смещения допустимы меньший ток $I_{к0}$ и меньшая рабочая температура. Нежелательны также слишком большие коэффициенты усиления β . Наоборот, при данном токе ($I_{к0}$)_т выходные напряжение и ток в схеме рис. 25 будут меньше, чем в схеме рис. 19, так как будет меньше коэффициент использования ξ .

Заметим, что нулевой ток смещения ($\frac{E_{\delta}}{R_2} = 0$) в данной схеме означает нулевой запас по отсечке: $\mathcal{X} = 0$. Это упрощает все расчетные формулы. В частности, из /70/ следует, что

$$R_1 = R_K [\beta_{\text{мин}} (1 - \nu_m) - 1].$$

Естественным вариантом рассмотренной схемы является триггер без сопротивлений смещения R_2 /рис. 28/. Для

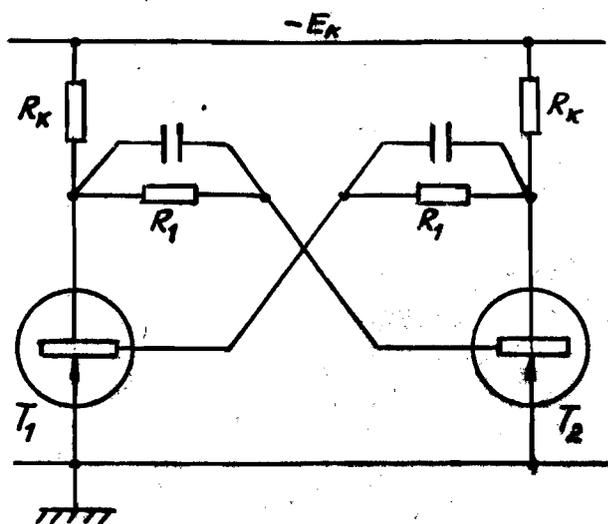


Рис. 28. Триггер без цепи смещения $E_{\delta} - R_2$.

него в общем остаются в силе сделанные выше замечания, но, поскольку сопротивление $R_2 = \infty$, то коллекторный ток "запертого" триода, если учесть $U_{к1}$, получается больше, чем $(1 + \beta_N) I_{к0}$. Более точно величину $I_{к2}$ можно вычислить, считая заданным базовый ток $I_{\delta 2} = \frac{U_{к1}}{R_1}$ и пользуясь формулами /5/

транзисторного ключа. Этот триггер еще более критичен к температуре и параметрам $I_{к0}$ и β , чем предыдущий.

Самым замечательным вариантом схем без смещения является так называемый "триггер с непосредственными связями" /рис. 29/. Эта схема элементарно проста по структуре и весьма экономична. Однако "механизм" ее работы наиболее сложен и анализ этой схемы находится еще в начальной стадии.

Прежде всего отметим, что в данном случае насыщенный транзистор нельзя считать "эквипотенциальной точкой", так как тем самым, мы исключили бы возможность анализа такой схемы, работа которой

как раз основана на разнице в межэлектродных напряжениях. Выходное напряжение равно разности между коллекторными потенциалами триодов T_1 и T_2 , т.е., как видно из рисунка, - напряжению $U_{кв}$.

Это напряжение в реальных условиях не превышает $0,1 \pm 0,2$ в.

Поэтому при опрокидываниях данного триггера происходит в основном перераспределение токов, а не напряжений. Говорить о коэффициенте использования ξ в данной схеме не имеет смысла.

Рассмотрим качественно работу триггера с целью подтверждения его работоспособности в определенных условиях.

Если бы триод T_1 находился на границе насыщения, то мы имели бы $U_{б1} = U_{к1}$ и, тем самым, $U_{б2} = U_{к2}$, т.е. второй триод тоже был бы на границе насыщения. Такое симметричное состояние, как обычно, неустойчиво в реальной схеме. Пусть T_1 более или менее насыщен. Тогда $U_{к1} < U_{б1}$, /мы имеем в виду модули потенциалов/, так как в режиме насыщения $(U_{кб})_1 > 0$. Если $U_{к1} < U_{б1}$, то, соответственно, $U_{б2} < U_{к2}$ и $(U_{кб})_2 < 0$. Значит при насыщении триода T_1 триод T_2 находится в активной области и его коллекторный ток $I_{к2}$ заведомо меньше, чем $I_{к1} = E_{кв} / R_{к} = I_m$. Если бы триод T_2 был полностью закрыт, то базовый ток первого триода тоже был бы равен I_m /см.рис.29/. Степень насыщения в этом случае была бы равна $N = \beta - 1$. Однако на самом

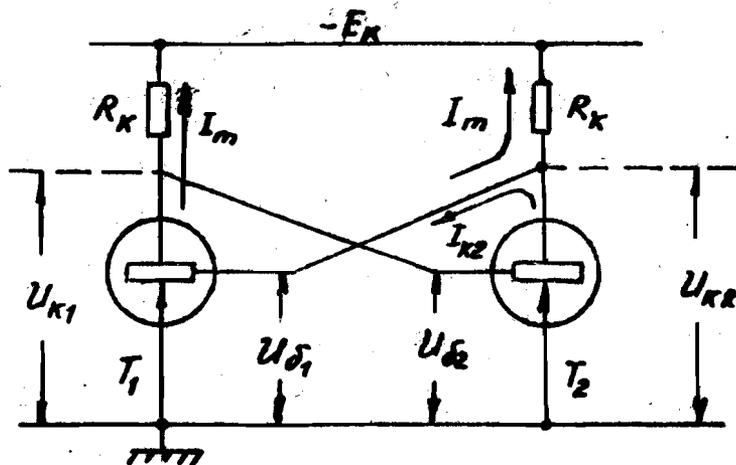


Рис. 29. Триггер с непосредственными связями / T_1 насыщен, T_2 - в активной области, т.е. условно заперт/.

деле ток I_{K2} не равен нулю, причем он течет в основном в цепь базы триода T_I /см. рис. 29/, так как сопротивление участка база-эмиттер T_I гораздо меньше R_K .

Следовательно, в реальных условиях $I_{\delta_1} < I_m$, а степень насыщения будет меньше $(\beta - 1)$ и определяется из приближенной формулы

$$\beta(I_m - I_{K2}) = (N + 1)I_m.$$

Ток I_{K2} зависит в основном от напряжения $U_{\delta_2} = U_{K1}$, которое выражается формулой /18в/. Количественный анализ получается весьма громоздким и неточным, так как в области малых напряжений коэффициенты β_N, β_I сильно зависят от режима.

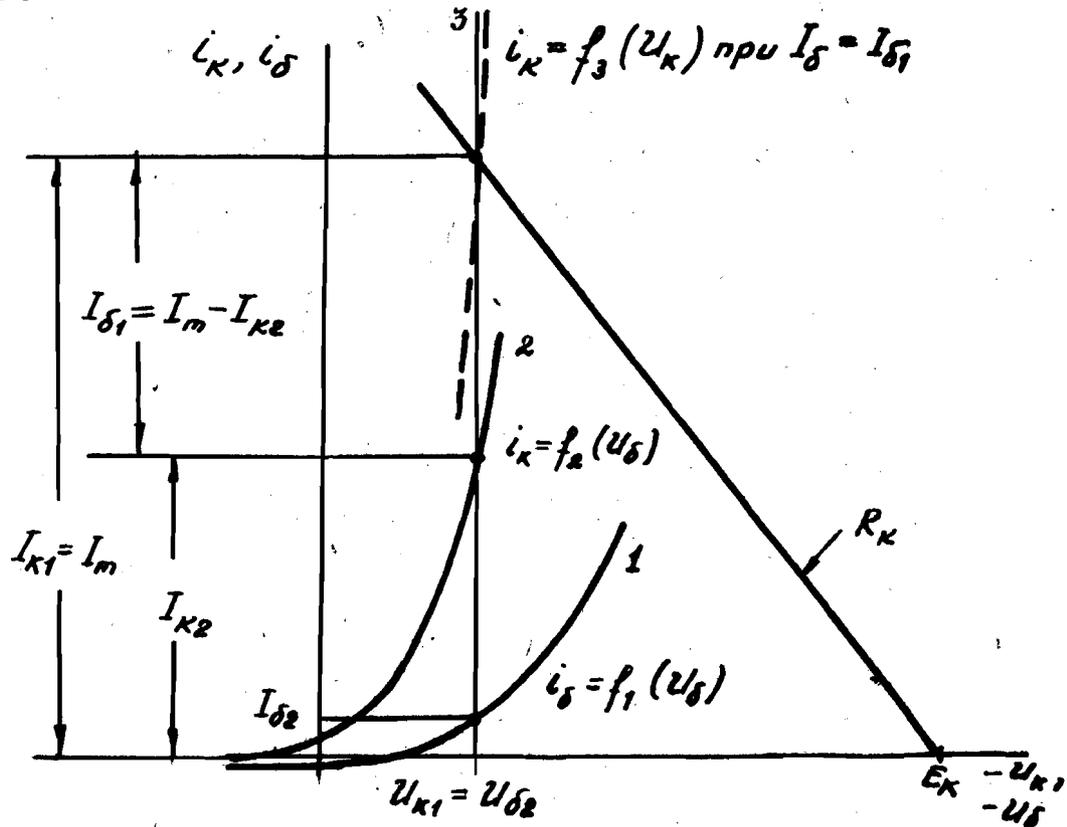


Рис. 30. Графическая иллюстрация соотношений токов и напряжений в схеме рис. 29, когда T_I насыщен, а T_2 условно заперт.

- 1 - входная характеристика для T_2 /см. рис. 4, кривая I_{δ} /;
- 2 - выходная характеристика для T_2 /см. рис. 4, кривая I_K /;
- 3 - отрезок одной из выходных характеристик для T_I /см. рис. 26 в районе точки O_2 /.

В триггерах с непосредственной связью до последнего времени больше всего использовались поперечно-барьерные транзисторы, которые имеют хорошие усилительные и частотные свойства в области малых рабочих напряжений, характерных для этой схемы. При этом напряжение питания E_k обычно выбирают в пределах $1,5 + 3$ в.

На рис. 30 дана весьма приближенная графическая иллюстрация соотношений токов и напряжений в триггере с непосредственными связями.

Г л а в а I У

ДИНАМИКА СИММЕТРИЧНОГО ТРИГГЕРА С РАЗДЕЛЬНЫМИ ВХОДАМИ

I. Введение

Транзисторный триггер, как и ламповый, может работать в двух существенно отличных режимах: РЕЖИМЕ РАЗДЕЛЬНЫХ ВХОДОВ или РЕЖИМЕ ОБЩЕГО /счетного/ ВХОДА /пересчетный режим/. В первом режиме перебросы триггера достигаются либо подачей спусковых импульсов одинаковой полярности поочередно на каждый из триодов, либо подачей импульсов чередующейся полярности на один и тот же триод. Во втором режиме спусковые импульсы одной и той же полярности подаются одновременно на оба триода. Переходные процессы в каждом из этих режимов имеют значительную специфику. Поэтому мы рассмотрим их отдельно в данной и следующей главе.

Формирование фронтов импульсов является сложным процессом как в ламповом, так и в транзисторном триггере. Несмотря на то, что триггер является регенеративной схемой с сильной положительной обратной связью, процесс переброса определяется отнюдь не только регенерацией, т.е. не только взаимодействием обоих транзисторов. В общем случае переходный процесс состоит из трех стадий: стадии ПОДГОТОВКИ, стадии РЕГЕНЕРАЦИИ и стадии ВОССТАНОВЛЕНИЯ, причем стадия регенерации может занимать лишь

небольшую долю всего времени переброса. На первой и третьей стадиях по крайней мере один из триодов заперт, что существенно облегчает анализ.

Скорость опрокидывания триггера и характер переходного процесса существенно зависят от параметров спускового сигнала: его величины, формы, длительности, сопротивления источника сигнала. В дальнейшем спусковой импульс считается прямоугольным, а сопротивление источника оговаривается в начале анализа. Влияние параметров сигнала на ход процесса рассматривается в отдельном параграфе.

2. Общее описание процесса опрокидывания

Пусть триггер, показанный на рис. 31, находится в том состоянии, которое в главе 8 считалось исходным: триод T_1 насыщен, триод T_2 заперт.

Подадим спусковой сигнал в базу насыщенного триода в виде ступеньки тока $I_{\delta x}$ отрицательной полярности, с тем, чтобы запереть этот триод. Рассмотрим поведение схемы, начиная с этого момента, пользуясь временными диаграммами на рис. 32. На этих диаграммах для упрощения не учтены токи $I_{k\alpha}$ в запертом состоянии.

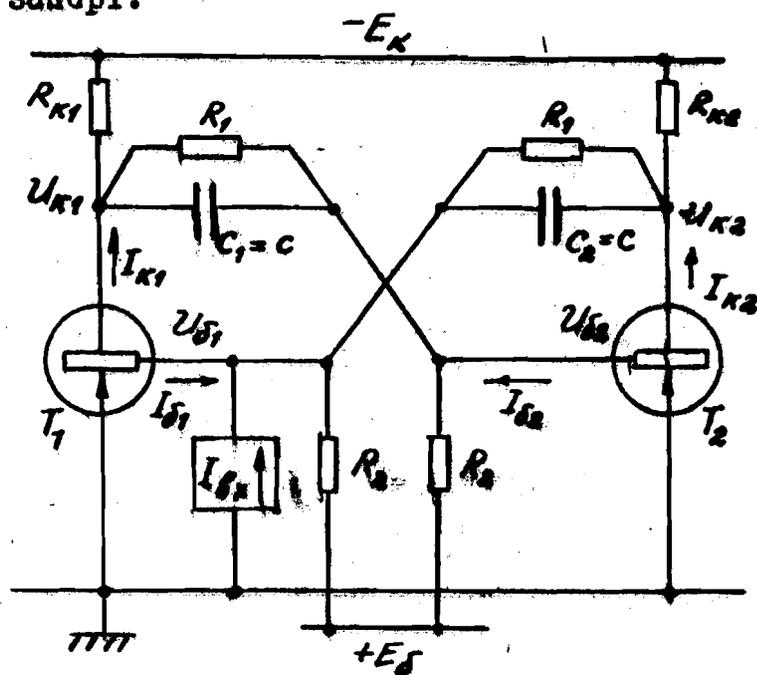


Рис. 31. Запуск симметричного триггера по разделному входу от генератора тока

СТАДИЯ ПОДГОТОВКИ начинается в момент подачи спускового сигнала и кончается в момент отпирания триода T_2 . Эта стадия состоит из двух этапов: рассасывания избыточных носителей в базе T_I /интервал t_p / и частичного формирования заднего /отрицательного/ фронта тока в триоде T_I /интервал t_n /.

На этапе рассасывания в схеме не происходит никаких внешних изменений.

В интервале t_n ток I_{K1} уменьшается под действием сигнала I_{Bx} так же как в изученном ранее ключе /рис.126/.

Изменения напряжений U_{K1} и U_{B2} зависят от величины ускоряющей емкости C_1 . Если эта емкость столь велика, что ее заряд за время t_n практически не меняется, то потенциалы U_{K1} и U_{B2} изменяются одинаково:

$$\Delta U_{K1} \approx \Delta U_{B2} = \Delta I_{K1} \cdot R_K \parallel R_2 \approx \Delta I_{K1} \cdot R_K.$$

Если емкость C_1 успевает несколько зарядиться за время t_n , то изменения потенциала U_{B2} будут меньше, чем изменения U_{K1} . Однако на практике это различие несущественно.

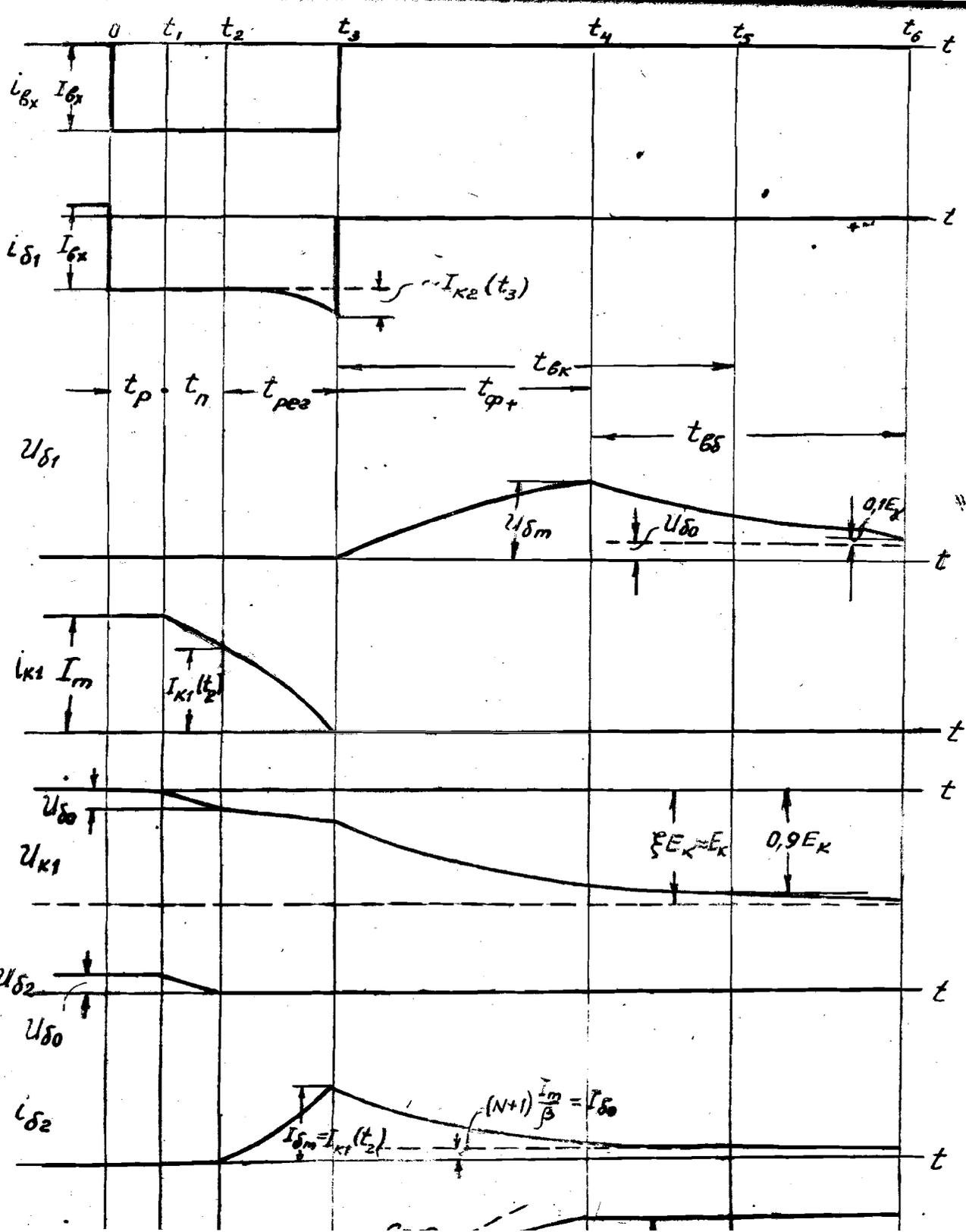
Стадия подготовки закончится тогда, когда потенциал U_{B2} который имел вначале положительную величину, упадет до нуля.

СТАДИЯ РЕГЕНЕРАЦИИ начинается отпиранием триода T_2 и кончается запираанием триода T_I /интервал t_{pae} /.

Если емкости C_1 , C_2 велики, то приращения коллекторных токов на этой стадии пойдут полностью в базы смежных триодов:

$$\Delta I_{K1} = I_{B2} \quad \text{и} \quad \Delta I_{K2} = \Delta I_{B1}.$$

Приращения тока I_{B2} положительны и отпирают триод T_2 , а приращения тока I_{B1} — отрицательны, т.е. триод T_I запирается "форсированно": на исходный сигнал I_{Bx} накладывается ток I_{K2} . Поэтому коллекторный ток I_{K1} уменьшается



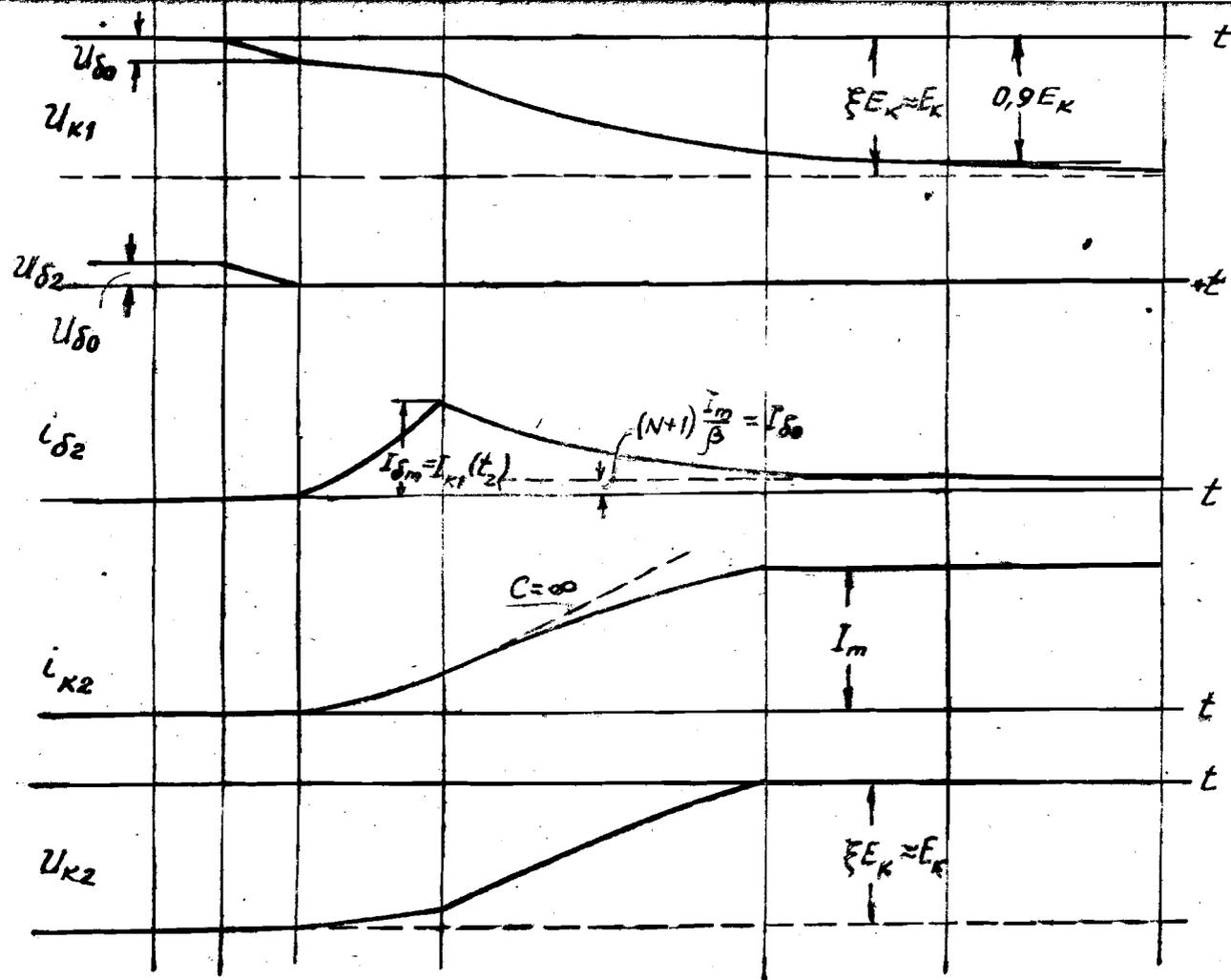


Рис. 32. Временные диаграммы процесса опрокидывания триггера при запуске по отдельному входу. Запирающий сигнал прекращается в момент окончания регенеративной стадии.

быстрее, чем при неизменном управляющем токе I_{bx} /сравнить фронт I_{k1} в интервале $t_{рег}$ с рис. 126/.

Ток базы I_{b1} при большой емкости C_1 повторяет /в "противофазе" / форму тока I_{k1} , так как приращения этих токов одинаковы. Следовательно, конечное значение тока $I_{b1}(t_3) = I_{b1m}$ равно начальному значению тока $I_{k1}(t_2)$. В реальной схеме емкости C_1 и C_2 не очень велики и несколько заряжаются за время $t_{рег}$. Поэтому скорость $\Delta I'_{b2} < \Delta I'_{k1}$, а конечное значение $I_{b2}(t_3) < I_{k1}(t_2)$.

Ток I_{b1} в конце стадии регенерации падает до нуля /точнее - до I_{ko} /, так как при этом триод T_1 запирается и в его базе не остается заряда, способного обеспечить отрицательный ток базы, который шел до сих пор.

Мы не будем уточнять закон уменьшения тока I_{b1} при запираии триода T_1 и для простоты положим, что ток I_{b1} спадает до нуля скачком, когда ток I_{k1} делится равным нулю. В этот же момент, согласно рис. 32, кончается спусковой сигнал I_{bx} .

Потенциалы баз открытых триодов в стадии регенерации можно считать неизменными, близкими к нулю. Если емкости C велики /т.е. напряжения на них не изменяются за время $t_{рег}$ /, то коллекторные потенциалы U_{k1} и U_{k2} также останутся неизменными. В реальных условиях напряжения U_{c1} и U_{c2} в интервале $t_{рег}$ несколько изменяются и на такую же величину изменяются соответствующие коллекторные потенциалы /рис. 32/.

Необходимо остановиться на весьма важном процессе, имеющем место в конце регенеративной стадии. Дело в том, что токи I_{bx} , $E_5 g_2$ и I_{k2} , которые на стадии регенерации шли в базу триода T_1 , в конце стадии вынуждены идти по другому пути, так как цепь баз T_1 "размыкается". Этим "другим путем" является сопротивление R_{k2} /емкость C_2 считаем за "короткое замыкание" и учитываем, что $R_{k2} \ll R_2$ /.

Значит, в момент t_3 должен иметь место скачок потенциала U_{k2} на величину

$$[I_{bx} + E_5 \cdot g_2 + I_{k2}(t_3)] R_{k2}.$$

Однако мы приняли, что ток I_{bx} в момент t_3 прекращается /рис. 32/, а ток смещения $E_0 g_2$ обычно весьма мал. Таким образом, скачок в нашем случае будет обусловлен только током $I_{k2}(t_3)$. Учет величины этого скачка несложен, но с точки зрения формы фронта нужно было бы учесть закон запираания триода T_1 /т.е. закон спада тока I_{δ_1} /, чтобы оценить время возрастания U_{k2} до величины $I_{k2}(t_3)R_{k2}$. Поскольку выше мы приняли скачкообразное запираание триода T_1 , то, тем самым, исключили и оценку времени нарастания U_{k2} до указанной величины. Поэтому мы пойдем сейчас на пренебрежение величиной $U_{k2} = I_{k2}(t_3)R_{k2}$ чтобы не усложнять анализа на следующей стадии, т.е. будем считать, что в момент t_3 ток I_{k2} имеет небольшую величину и потенциал $U_{k2}(t_3)$ обусловлен только зарядкой емкости C_2 за время $t_{рег.}$ /рис. 32/.

Некоторые уточнения в этот вопрос мы внесем в разделе, посвященном влиянию спускового сигнала.

СТАДИЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ состоит из двух этапов: полного отпираания триода T_2 до насыщения /интервал $t_{\phi+}$ / и восстановления потенциалов на коллекторе и базе закрывшегося триода T_1 /интервалы $t_{ок}$ и $t_{ос}$ /.

В интервале $t_{\phi+}$ триод T_2 "доотпирается" под действием тока I_{δ_2} . Если бы ток I_{δ_2} не менялся, то ток I_{k2} , как известно из гл. II, стремился бы к уровню βI_{δ_2} и "по дороге" был бы зафиксирован на уровне $I_{кн}$ /пунктирная линия/. На самом деле ток I_{δ_2} уменьшается в результате зарядки емкости C_1 . Соответственно уменьшаются асимптотический уровень βI_{δ_2} и скорость нарастания тока I_{k2} , а значение $I_{кн}$ будет достигнуто позднее.

Потенциалы U_{k2} и U_{δ_1} на данном этапе изменяются одинаково, если считать емкость C_2 весьма большой. При конечной величине C_2 потенциал U_{δ_1} будет возрастать

медленнее, чем $U_{кв}$, и в конце этапа $U_{\delta_1}(t_4) < \xi E_k$.

Этап восстановления состоит из экспоненциальных спадов величин $U_{к1}$, I_{δ_2} и U_{δ_1} до их установившихся значений, определяемых статическим режимом. Потенциал $U_{к1}$ и ток I_{δ_2} спадают с одинаковой постоянной времени $C_1 R_{к1}$, поскольку $\Delta U_{к1} = \Delta I_{\delta_2} R_{к1}$. Потенциал U_{δ_1} уменьшается с большей постоянной времени $C_2 R_1 / R_2$. Интервалы $t_{\delta к}$ и $t_{\delta \delta}$, характеризующие окончание экспоненциальных процессов, как всегда, условны. Эта условность будет оговорена в следующем разделе.

В заключение заметим, что хотя токи через сопротивления R_k на рис. 32 не показаны, их форма, как легко сообразить, изображается кривыми U_k , если сместить ось времени вниз на величину E_k . Это следует из соотношения $I_{R_k} = (E_k - U_k) g_k$.

3. Анализ фронтов

Как видно из рис. 32, фронты выходных импульсов триггера имеют сложную структуру, причем отрицательный и положительный фронты формируются в разных условиях. Соответственно разными и даже противоречивыми являются способы сокращения их длительности. В некоторых схемах главную роль играет один из фронтов, в других — оба фронта. В данном разделе мы проанализируем в отдельности длительность каждого этапа переходного процесса. В дальнейшем покажем условия минимальной суммарной длительности фронтов и рассмотрим вопрос о "динамическом смещении", связанном с наиболее длительным процессом — восстановлением потенциала базы запирающегося триода.

ВРЕМЯ РАССАСЫВАНИЯ t_p при запирающем токе $I_{\delta_k} = \Delta I_{\delta}$ найдем из формулы /41а/, подставляя $I_{\delta_2} = I_{\delta_1} - I_{\delta_k}$ и учитывая, что $I_{кн} - \beta I_{\delta_1} = -N I_{кн}$:

$$t_p = \tau \ln \frac{\beta I_{\delta_k}}{\beta I_{\delta_k} - N I_{кн}}$$

/86а/

где $I_{\beta x}$ - абсолютная величина спускового сигнала.

Степень насыщения N в исходном режиме обычно невелика, так что соблюдается условие $\beta I_{\beta x} \gg N I_{KH}$, при котором, согласно /48/, формулу /86а/ легко упростить, разлагая логарифм в ряд:

$$t_p \approx \tau \frac{N I_m}{\beta I_{\beta x}}, \quad /86б/$$

где

$$I_m = E_k g_k \approx I_{KH}.$$

Как видим, время рассасывания и связанная с ним задержка зависят от величин N , β , $I_{\beta x}$. При данных N и β , величина t_p уменьшается с увеличением спускового импульса $I_{\beta x}$, точнее - его отношения к рабочему току I_m . Величина

$$\frac{I_{\beta x}}{I_m} = i_{\beta x}^0,$$

которую мы назовем **ОТНОСИТЕЛЬНЫМ СИГНАЛОМ**, будет часто встречаться в последующем анализе. Сильным сигналом будем считать импульс тока $I_{\beta x}$, близкий к I_m , когда $i_{\beta x}^0 \approx 1$.

Этап рассасывания отсутствует в "ненасыщенном триггере" /рис. 21/. Однако небольшая задержка в нарастании коллекторного напряжения остается и в этом случае. Она обусловлена тем, что изменение тока I_{K1} , в первое время идет за счет тока I_D фиксирующего диода. Только тогда, когда ток I_{K1} изменится на величину $\Delta I_{K1} = I_D$ диод запирается и потенциал U_{K1} получает возможность изменяться. Время задержки можно определить, учитывая, что ток I_{K1} после подачи импульса $I_{\beta x}$ меняется по закону /23/:

$$\Delta I_{K1}(t) = \beta I_{\beta x} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{\beta}}} \right).$$

Так как искомое время невелико /много меньше τ_{β} /, можно принять линейный закон изменения /27/:

$$\Delta I_{K1}(t) \approx \frac{\beta I_{\beta x}}{\tau_{\beta}} t = I_{\beta x} \frac{t}{\tau_d}.$$

Приравнивая $\Delta I_{K1}(t_2)$ току I_D , найдем время задержки фронта напряжения в "ненасыщенном" триггере, которое обычно очень невелико:

$$t_2 \approx \tau_d \frac{I_D}{I_{Dk}}$$

Последующие этапы в таком триггере протекают примерно так же, как в насыщенном.

ВРЕМЯ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО ФОРМИРОВАНИЯ ЗАДНЕГО ФРОНТА t_n , как отмечено в разделе 2, обусловлено наличием начального положительного смещения (U_{D0}) на базе запертого триода.

Считая емкость C_I достаточно большой и полагая, тем самым, $\Delta U_{K1} \approx \Delta U_{D2}$, можно записать:

$$\Delta U_{D2}(t) \approx \Delta U_{K1}(t) = \Delta I_{K1}(t) R_K \parallel R_D \approx \Delta I_{K1}(t) \cdot R_K \quad /87/$$

Если интервал $t_n \ll \tau_D$ /что обычно имеет место/, то для тока $\Delta I_{K1}(t)$ можно воспользоваться выражением /27/. Подставляя /27/ в /76/ и полагая $\Delta U_{D2}(t_2) = U_{D0}$, т.е. приравнивая изменение потенциала его начальном у значению, найдем время спада потенциала U_{D2} до нуля:

$$t_n \approx \tau_d \frac{U_{D0}}{I_{Dk} R_K} = \tau_d \frac{U_{D0}}{E_{K1} i_{Dk}} \quad /88/$$

В действительности это время будет несколько больше из-за зарядки емкости C_I . Выражение /88/ приводит к выводу о целесообразности уменьшения относительного начального смещения и увеличения относительного сигнала. Желательность большого сигнала была отмечена выше в связи с этапом рассасывания, а желательность малого смещения подчеркивалась при расчете цепи смещения /гл. III, раздел 2/.

Уменьшение емкости C_I затягивает спад потенциала U_{D2} и, тем самым, увеличивает время t_n .

Стадия подготовки может практически отсутствовать / $t_p + t_n \approx 0$ /, если $N \approx 0$ и $U_{\delta_0} \approx 0$. В этом случае после поступления спускового сигнала $I_{\delta x}$ сразу начинается стадия регенерации, которую мы сейчас изучим.

ВРЕМЯ РЕГЕНЕРАЦИИ $t_{рег}$ зависит от многих факторов и расчет его в общем случае довольно сложен. Мы сразу примем, что входной сигнал достаточно велик. Это заведомо означает малость интервала $t_{рег}$ и существенно облегчает расчеты. Кроме того, пренебрежем зарядкой емкостей C , считая $\Delta I_{\kappa_1} \approx I_{\delta_2}$ и $\Delta I_{\kappa_2} \approx \Delta I_{\delta_1}$.

Без обратной связи ток I_{κ_1} при сильном и постоянном сигнале $\Delta I_{\delta_1} = I_{\delta x}$ меняется почти линейно, согласно /27/, т.е. имеет изображение:

$$\Delta I_{\kappa_1}(p) = \frac{1}{p\tau_{\alpha}} \Delta I_{\delta_1} = \frac{1}{p\tau_{\alpha}} I_{\delta x}$$

При наличии обратной связи $\Delta I_{\delta_1} = I_{\delta x} + \Delta I_{\kappa_2}$, а изображение тока ΔI_{κ_1} будет иметь вид

$$\Delta I_{\kappa_1}(p) = \Delta I_{\delta_2}(p) = \frac{1}{p\tau_{\alpha}} \Delta I_{\delta_1} = \frac{1}{p\tau_{\alpha}} [I_{\delta x} + \Delta I_{\kappa_2}(p)]$$

Ток ΔI_{κ_2} изобразится функцией

$$\Delta I_{\kappa_2}(p) = \frac{1}{p\tau_{\alpha}} \Delta I_{\delta_2}(p) = \frac{1}{(p\tau_{\alpha})^2} [I_{\delta x} + \Delta I_{\kappa_2}(p)],$$

откуда, решая относительно ΔI_{κ_2} , получим

$$\Delta I_{\kappa_2}(p) = I_{\delta x} \frac{\frac{1}{(p\tau_{\alpha})^2}}{1 - \frac{1}{(p\tau_{\alpha})^2}} \approx \frac{I_{\delta x}}{(p\tau_{\alpha})^2} \left[1 + \frac{1}{(p\tau_{\alpha})^2} \right]$$

Оригиналами этих изображений являются функции

$$\Delta I_{\kappa_1}(t) = I_{\delta x} \left(\theta + \frac{\theta^3}{6} \right), \quad /89a/$$

$$\Delta I_{\kappa_2}(t) = I_{\delta x} \left(\frac{\theta^2}{2} + \frac{\theta^4}{24} \right), \quad /89б/$$

где $\theta = \frac{t}{\tau_{\alpha}}$ - относительное время.

За время $t_{рег}$ ток $I_{к1}$ изменяется от величины $I_{к1}(t_2)$ до нуля. Положим для простоты, что $I_{к1}(t_2) \approx I_m$, т.е. пренебрежем изменением тока $I_{к1}$ за время $t_{п}$. Тогда, подставляя $\Delta I_{к1} = I_m$ в формулу /89а/, получим неполное кубическое уравнение для относительного времени регенерации:

$$\theta_{рег}^3 + 6\theta_{рег} - \frac{6}{l_{вх}^0} = 0.$$

Действительный корень этого уравнения определяется по формуле Кардано и равен

$$\theta_{рег} = \sqrt[3]{\frac{3}{l_{вх}^0} + \sqrt{\left(\frac{3}{l_{вх}^0}\right)^2 + 8}} - \frac{2}{\sqrt[3]{\frac{3}{l_{вх}^0} + \sqrt{\left(\frac{3}{l_{вх}^0}\right)^2 + 8}}} \quad /90а/$$

Так как относительный сигнал обычно не превышает единицы, то в формуле /90а/ можно пренебречь числом 8 под квадратным корнем и получить упрощенную формулу:

$$\theta_{рег} = \sqrt{\frac{6}{l_{вх}^0}} - \frac{2}{\sqrt[3]{\frac{6}{l_{вх}^0}}} \quad /90б/$$

Полиномы /89/ являются первыми членами разложения экспоненциальных функций, которые получаются при более строгом анализе. Такой анализ дает для времени регенерации выражение

$$\theta_{рег} = \ln \frac{1 + \sqrt{1 + (l_{вх}^0)^2}}{l_{вх}^0} \quad /90в/$$

Из рис. 33, на котором соотношения /90/ представлены графически, видно, что при $l_{вх}^0 < 1$ расхождение результатов не превышает 20%, что вполне удовлетворительно, учитывая ряд принятых приближений.

Главным выводом из проведенного анализа является то, что время регенерации

$$t_{рег} = \theta_{рег} \cdot \tau_d$$

зависит в основном от величины входного сигнала и заметно уменьшается с его увеличением. При сильном сигнале время регенерации близко к τ_d .

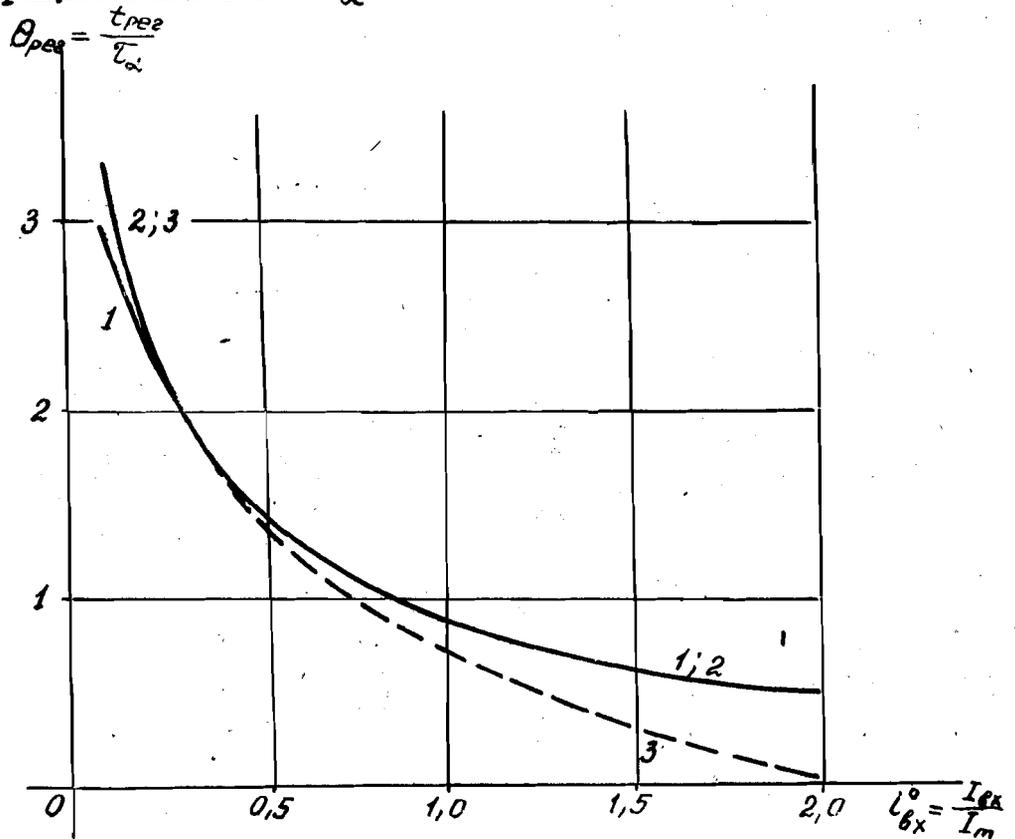


Рис. 33. Зависимость относительного времени регенерации от относительного сигнала:
 1/ точная кривая, согласно /90в/;
 2/ приближенная кривая, согласно /90а/;
 3/ приближенная кривая, согласно /90б/.

Уменьшение емкости C_2 ослабляет обратную связь /передачу тока $I_{к2}$ в базу триода T_I / и увеличивает время регенерации.

Наконец, учет того факта, что $I_{к1}(t_2) < I_m$, т.е. что $\Delta I_{к1}(t_{рег}) < I_m$, равносильно увеличению спускового тока и, следовательно, при наличии этапа подготовки / $t_n \neq 0$, $U_{б0} \neq 0$ / время регенерации уменьшается. Количественно это уменьшение легко оценить, если подставить время t_n из /88/ в формулу /27/ и найти $\Delta I_{к1}(t_n)$. Тогда

$$I_{к1}(t_2) = I_m - \Delta I_{к1}(t_n) = I_m \left(1 - \frac{U_{б0}}{E_{к1}}\right). \quad /91/$$

Отсюда ясно, что для более точного определения $\theta_{рег}$ нужно вместо $i_{\delta x}$ использовать величину $\frac{U_{\delta x}}{1 - \frac{U_{\delta 0}}{E_k}}$.

ВРЕМЯ НАРАСТАНИЯ ПЕРЕДНЕГО ФРОНТА $t_{\varphi+}$ будет тем меньше, чем больший отпирающий ток $I_{\delta 2}(t_2)$ получился в конце регенеративной стадии. Этот ток $I_{\delta m}$ /рис. 32/ при большой емкости C_I равен $\Delta I_{K1}(t_{рег}) = I_{K1}(t_2)$. Из выражения /91/ следует, что максимальная величина тока $I_{\delta m}$ получится при $U_{\delta 0} = 0$. Таким образом, сокращение длительности переднего фронта требует уменьшения начального смещения; на этом основаны рекомендации по расчету цепи смещения в гл. III /см. (65) /. При данном смещении $U_{\delta 0}$ ток $I_{\delta m}$ уменьшается с уменьшением емкости C_I , так как конденсатор C_I успевает зарядиться за время $t_{рег}$ и тогда

$$I_{\delta m} = \Delta I_{K1}(t_{рег}) - \Delta U_{c1} \cdot g_{K1}.$$

Значит, сокращение переднего фронта требует не только малой величины $U_{\delta 0}$, но и достаточно большой величины емкостей C . Сама "ускоряющая" функция этих емкостей состоит, следовательно, в обеспечении большой величины тока $I_{\delta 2} = I_{\delta m}$ по сравнению с его "статическим" значением. В отсутствие емкостей C ток $I_{\delta 2}$ не имел бы выброса и отпирание триода T_2 происходило бы весьма медленное.

Последующий анализ мы проведем, считая, что емкость C_I не очень велика, как оно и есть на самом деле. Тогда ток $I_{\delta 2}$ в интервале $t_{\varphi+}$ изменяется по экспоненциальному закону

$$I_{\delta 2}(t) = (I_{\delta m} - I_{\delta 0}) e^{-\frac{t}{\tau_c}} + I_{\delta 0},$$

где $I_{\delta 0}$ - "статическое" значение тока, а

$$\tau_c = CR, \parallel R_k \approx CR_k.$$

Пренебрегая малым током I_{δ_0} , запишем изображение тока I_{δ_2} в виде

$$I_{\delta_2}(p) = I_{\delta m} \frac{\rho \tau_c}{1 + \rho \tau_c}$$

Изображением тока I_{K_2} при сильном сигнале будет

$$I_{K_2}(p) \approx \frac{I_{\delta_2}(p)}{\rho \tau_d} = I_{\delta m} \frac{\tau_c}{\tau_d} \frac{1}{1 + \rho \tau_c}$$

откуда

$$I_{K_2}(t) \approx I_{\delta m} \frac{\tau_c}{\tau_d} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_c}}\right) \quad /92/$$

В разделе 2 мы оговорили, что будем считать ток $I_{K_2}(t_2)$ малым, чтобы избежать необходимости учитывать скачок потенциала U_{K_2} в конце регенеративной стадии. Следовательно, чтобы найти время $t_{\varphi+}$, нужно в выражении /92/ положить $I_{K_2}(t_4) = I_m$. Подставляя, кроме того, $I_{\delta m} = I_{K_1}(t_2)$ из /91/, получим

$$t_{\varphi+} = \tau_c \ln \frac{\tau_c / \tau_d}{\tau_c / \tau_d - \frac{1}{1 - U_{\delta 0} / E_K}} \quad /93a/$$

В случае больших емкостей C , когда $\tau_c / \tau_d \gg 1$, формула /93a/ упрощается:

$$t_{\varphi+} \approx \frac{\tau_d}{1 - U_{\delta 0} / E_K} \approx \tau_d \left(1 + \frac{U_{\delta 0}}{E_K}\right) \quad /93b/$$

Потенциал U_{K_2} изменяется по тому же закону /92/, что и ток I_{K_2} , так как

$$\Delta U_{K_2} = \Delta I_{K_2} R_K \parallel R_2 \approx \Delta I_{K_2} R_K$$

ВРЕМЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ $t_{\text{вк}}$ нетрудно определить из

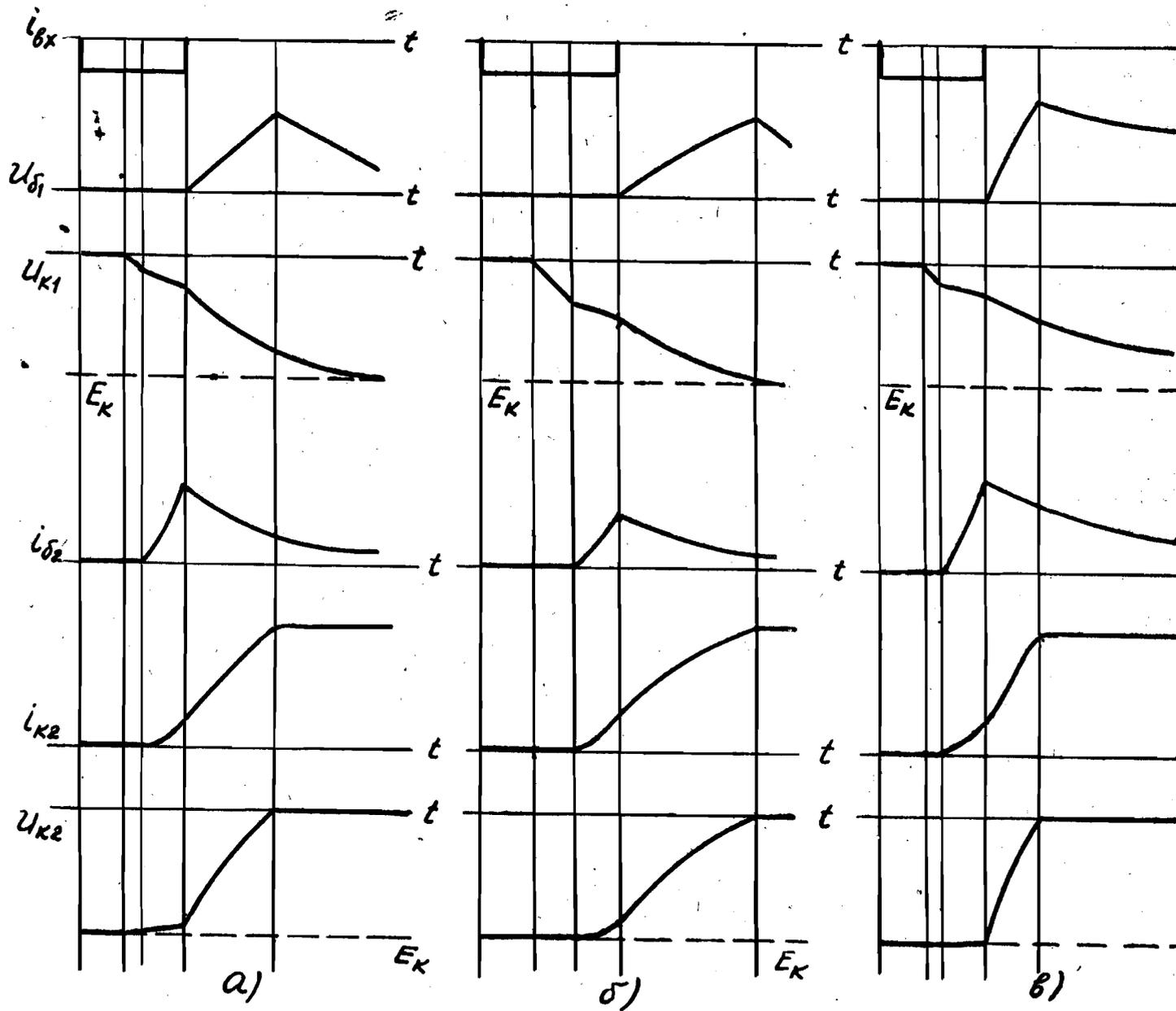
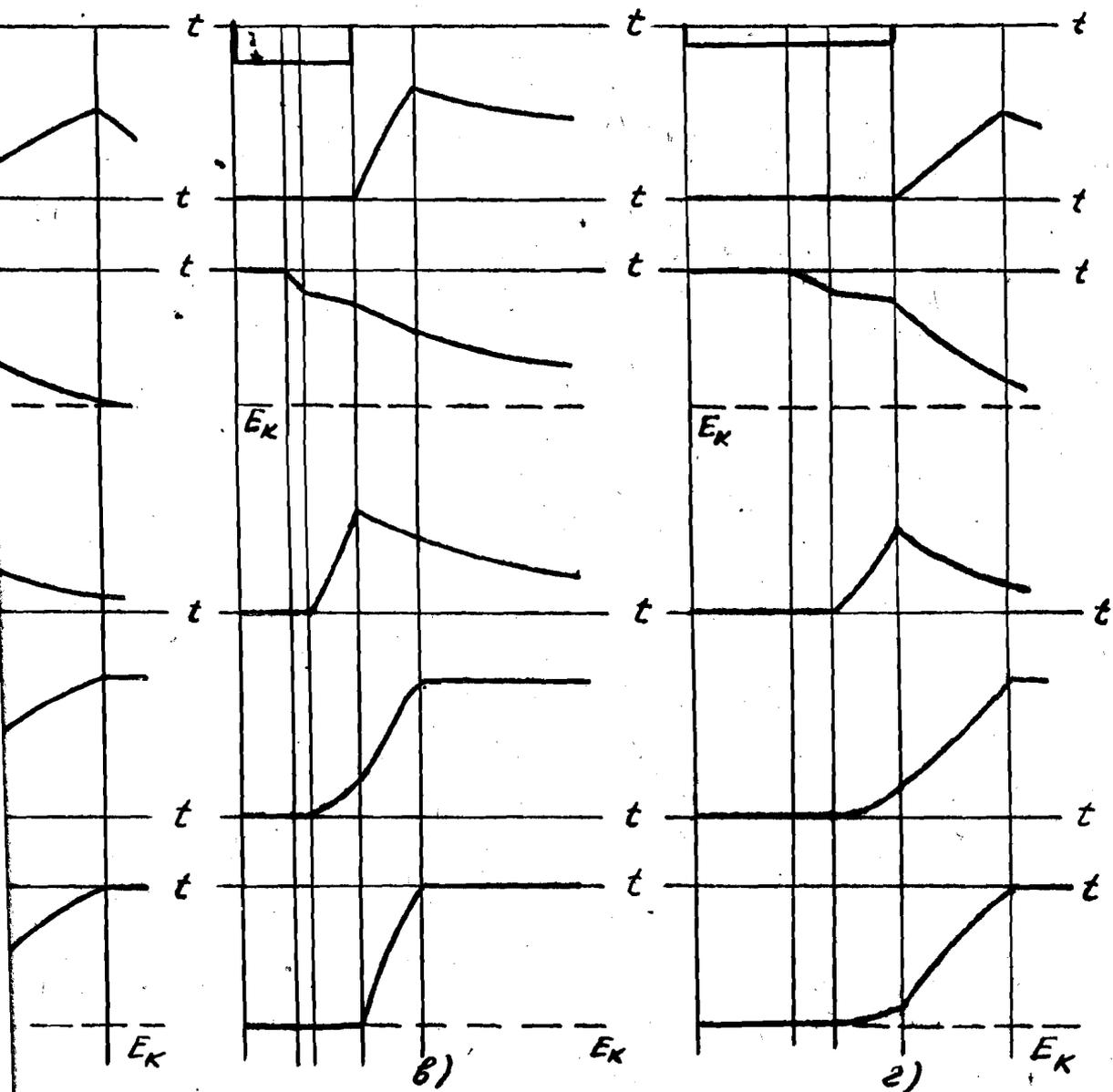


Рис. 34. Временные диаграммы, иллюстрирующие влияние параметров схемы на переходный процесс:
 а/ исходный вариант; б/ увеличен запирающий сигнал на базе триода Т; в/ увеличены ускоряющие напряжения; г/ уменьшена величина сигнала.



Графмы, иллюстрирующие влияние пара-
в схемы на переходный процесс:

вариант; б/ увеличен запирающий потен-
триода Т; в/ увеличены ускоряющие
уменьшена величина сигнала.

выражения:

$$U_{K1}(t) = E_K - [E_K - U_{K1}(t_3)] e^{-\frac{t}{\tau_c}}, \quad /94/$$

которое описывает спад заднего фронта, начиная с момента t_3 . Считая условно, что переходный процесс заканчивается тогда, когда $U_{K1}(t_5) = 0,9 E_K$, и учитывая, что $U_{K1}(t_3) \approx U_{\delta 0}$, получим из выражения /94/ время восстановления потенциала коллектора

$$t_{BK} = \tau_c \ln \frac{E_K - U_{\delta 0}}{0,1 E_K} = \tau_c \ln 10 \left(1 - \frac{U_{\delta 0}}{E_K}\right). \quad /95/$$

Очевидно, что уменьшение времени восстановления требует, в первую очередь, уменьшения ускоряющих емкостей C . Это требование противоположно тому, которое сформулировано для переднего фронта.

Вопрос о восстановлении потенциала базы $U_{\delta 1}$ и о времени восстановления $t_{\delta 1}$ мы рассмотрим в разделе 5, посвященном динамическому смещению.

На рис. 34 показано несколько временных диаграмм, иллюстрирующих работу триггера.

4. Максимальная рабочая частота

Очевидно, что очередной входной импульс можно подать тогда, когда закончилось формирование наиболее длинного из фронтов; в противном случае уменьшится амплитуда выходных импульсов. Поэтому максимальная частота входных импульсов определяется **длиннейшим** фронтом. Изменяя емкости C в соответствующем направлении мы можем сократить длительность этого фронта и повысить рабочую частоту. При этом длительность другого фронта, как мы уже знаем, возрастет. Наибольшая величина максимальной частоты получится при равенстве переднего и заднего фронтов.

Стадии подготовки и регенерации являются общими для обоих фронтов. Поэтому условием одинаковой длительности фронтов является равенство

$$t_{\phi+} = t_{\phi-}$$

Подставляя сюда /93а/ и /95/, получим следующее оптимальное соотношение между постоянными времени:

$$\left(\frac{\tau_c}{\tau_d}\right)_{opt} = \frac{1}{0,9 - \frac{U_{\delta 0}}{E_k}} \quad /96/$$

Из выражения /96/ следует, что при больших смещениях $U_{\delta 0}$ нужно увеличивать ускоряющие емкости C .

Так как обычно $U_{\delta 0}/E_k$ не превышает 0,2, удобно принять для расчетов

$$\tau_c = CR_k \approx 1,5 \tau_d \quad /97/$$

Отсюда, между прочим, получается формула /81/ для коллекторного сопротивления R_k , которую мы использовали при статическом расчете триггера, если считать, что емкости $C < 100$ пф нежелательны.

Значение максимальной частоты входных импульсов найдем, учитывая, что минимальный период равен следующей сумме:

$$T_{min} = t_p + t_{\pi} + t_{рег} + t_{\phi-}$$

Пренебрегая накоплением носителей, которое можно предотвратить, и интервалом t_{π} , который невелик при малых смещениях /см. (88) /, получим с учетом /95/ и /97/:

$$T_{min} \approx t_{рег} + t_{\phi-} = \tau_d (\theta_{рег} + 1,5 \ln 10) \approx 4,5 \tau_d \quad /98/$$

Здесь принято, что сигнал $I_{\phi-} \approx I_m$ /и, следовательно-но, $\theta_{рег} \approx 1$ /, а $U_{\delta 0} \approx 0$.

Максимальная частота, исходя из /98/, равна

$$F_{max} = \frac{1}{T_{min}} = \frac{\omega_d}{4,5} \approx 1,3 f_d \quad /99/$$

Граничную частоту f_a в этом выражении следует брать на 20 + 30% меньше номинальной /справочной/ величины, учитывая, что коллекторное напряжение /от которого зависит f_a / изменяется в широком диапазоне.

Максимальная частота уменьшается с уменьшением входного сигнала /растет $\sigma_{рег}$ /, с увеличением смещения $U_{\delta 0}$ и с ростом времени рассасывания.

Влияние температуры на частоту сказывается, главным образом, через напряжение $U_{\delta 0}$, которое растет с уменьшением температуры /см. гл. III, раздел 2/.

5. Динамическое смещение

Выше не раз подчеркивалась отрицательная роль большого положительного смещения $U_{\delta 0}$ на базе запертого триода. Большое смещение увеличивает интервал подготовки t_n и длительность переднего фронта $t_{\varphi+}$.

При этом до сих пор мы имели в виду "статическое" смещение, т.е. ту величину, которая была определена в гл. III, раздел 2. Однако, как видно из кривой $U_{\delta 1}$ на рис. 32, в процессе переброса "динамическое" смещение значительно превышает установившуюся величину. Если очередной спусковой импульс подается до того, как динамическое смещение перейдет в статическое, то при расчете очередных фронтов мы должны понимать под $U_{\delta 0}$ динамическую, большую величину. Очевидно, что передний фронт при этом получится хуже, а максимальная частота входных импульсов уменьшится.

Поэтому при расчете триггера следует обеспечить спад динамического смещения до поступления следующего импульса, т.е. в течение минимального периода $T_{мин}$.

Переходя к расчету, заметим, что при больших емкостях C потенциал $U_{\delta 1}$ в интервале $t_{\varphi+}$ возрастает бы вместе с $U_{к2}$ примерно до величины E_K . В действительности, если ускоряющие емкости выбраны в соответствии с /97/,

т.е. невелики, потенциал U_{δ_1} возрастает за время t_{φ} значительно меньше, обычно не более, чем до $0,5E_K$.

В интервале $t_{\delta\delta}$ потенциал U_{δ_1} спадает от этой максимальной величины $U_{\delta m}$ до малого конечного значения U с постоянной времени $\tau_{\delta} = CR_1 \parallel R_2$.

Найдем время $t_{\delta\delta}$, в течение которого потенциал U_{δ_1} спадет от $0,5E_K$ до приемлемой величины $0,1E_K$, полагая $U_{\delta 0} \approx 0$. Из уравнения

$$0,5E_K e^{-\frac{t_{\delta\delta}}{\tau_{\delta}}} = 0,1E_K$$

получаем

$$t_{\delta\delta} = \tau_{\delta} \ln 5 \approx 1,5\tau_{\delta}. \quad /100/$$

Динамическое смещение будет несущественным при условии

$$t_{\delta\delta} = 1,5CR_1 \parallel R_2 < T_{\min}. \quad /101/$$

На основе этой формулы выведено неравенство /64/, которое используется при выборе сопротивления смещения R_2 . При выводе /64/ в неравенстве /101/ положено $R_1 = \infty$ и $C > 100$ пф.

6. Влияние источника импульсов

Если импульс входного тока не исчезает в конце регенеративной стадии, как до сих пор предполагалось, то кривые U_{K2} , I_{K2} и U_{δ_1} будут иметь несколько другой вид.

Действительно, в разделе 2 мы отметили, что при заперении цепи базы триода T_I ток $I_{B\kappa} + I_{K2}(t_3)$ пойдет через сопротивление $R_2 \parallel R_{K2} \approx R_{K2}$ и даст на нем соответствующее падение напряжения. Если принять, что ток I_{δ_1} спадает скачкообразно, то это напряжение нарастает также скачком. В предыдущих разделах мы пренебрегли этим скачком,

так как в момент t_3 ток $I_{\delta x}$ исчезал, а ток $I_{\kappa 2}(t_3)$ для простоты считался небольшим.

Теперь, когда ток $I_{\delta x}$ не кончается в момент t_3 , не будем пренебрегать и током $I_{\kappa 2}(t_3)$. Что касается закона уменьшения тока $I_{\delta 1}$, то он, как отмечалось, точно не известен. Поэтому ниже мы примем два варианта: скачкообразное уменьшение /как на рис. 32/ и плавное, с некоторой скоростью. На последующих графиках кривые, соответствующие скачкообразному изменению тока $I_{\delta 1}$, изображены штрихами.

Рассмотрим несколько возможных случаев длительного спускового сигнала ($t_{\delta x} > t_3$).

а/ Пусть $I_{\delta x} + I_{\kappa 2}(t_3) = I_m$. Тогда в момент t_3 скачок коллекторного потенциала будет равен:

$$\Delta U_{\kappa 2}(t_3) = [I_{\delta x} + I_{\kappa 2}(t_3)] R_{\kappa} = E_{\kappa}$$

и, следовательно, потенциал $U_{\kappa 2}$ делается равным нулю /рис. 35а/. Таким образом, передний фронт оказывается сформированным не током $I_{\kappa 2}(t)$, как мы считали раньше, а током $I_{\delta x} + I_{\kappa 2}(t_3)$, и длительность этого фронта будет определяться не скоростью нарастания тока $I_{\kappa 2}$ в отпирющемся ключе T_2 , а скоростью убывания тока $I_{\delta 1}$ в запирающемся ключе T_1 . По мере зарядки емкости C_2 /с постоянной времени $C_2 R_1 // R_2$ /, ток $I_{\delta x}$ будет все больше ответвляться в сопротивление R_2 , но это не выведет триод T_2 из насыщения, так как соответственно будет увеличиваться ток $I_{\kappa 2}$ /ток базы $I_{\delta 2}$ достаточен для насыщения/. В момент $t_{\delta x}$ импульс $I_{\delta x}$ заканчивается, а ток $I_{\kappa 2}$ скачком возрастает до величины I_m , сохраняющей насыщение.

Потенциал $U_{\delta 1}$ в момент t_3 возрастает примерно так же, как $U_{\kappa 2}$. Затем он дополнительно увеличивается по мере зарядки емкости C_2 , а по окончании спускового импульса спадает с постоянной времени $C_2 R_1 // R_2$, обуславливая

временное, "динамическое" смещение, рассмотренное в разделе 5. Разрядный ток емкости C_2 , начиная с момента $t_{\theta x}$, делает ток I_{K2} несколько большим величины I_m . Если степень насыщения триода T_2 в момент $t_{\theta x}$ невелика, он не сможет обеспечить этот дополнительный ток и на некоторое время выйдет из насыщения, что приведет к появлению отрицательного "пика" на кривой U_{K2} .

б/ Пусть $I_{\theta x} + I_{K2}(t_3) > I_m$. Тогда триод T_2 войдет в насыщение за счет спада тока $I_{\delta 1}$, как и в случае "а", но ток I_{K2} при этом уменьшится на величину $I_m - I_{\theta x}$ /рис. 35б/. Если $I_{\theta x} = I_m$ /относительный сигнал $i_{\theta x}^0 = 1$ /, то ток I_{K2} упадет до нуля. Последующие процессы не нуждаются в дополнительных пояснениях.

Если $I_{\theta x} > I_m$, то ток I_{K2} на некоторое время делается отрицательным /рис. 35в/, т.е. оба перехода триода T_2 в это время будут работать в прямом направлении, инъецируя и собирая соответствующие компоненты токов.

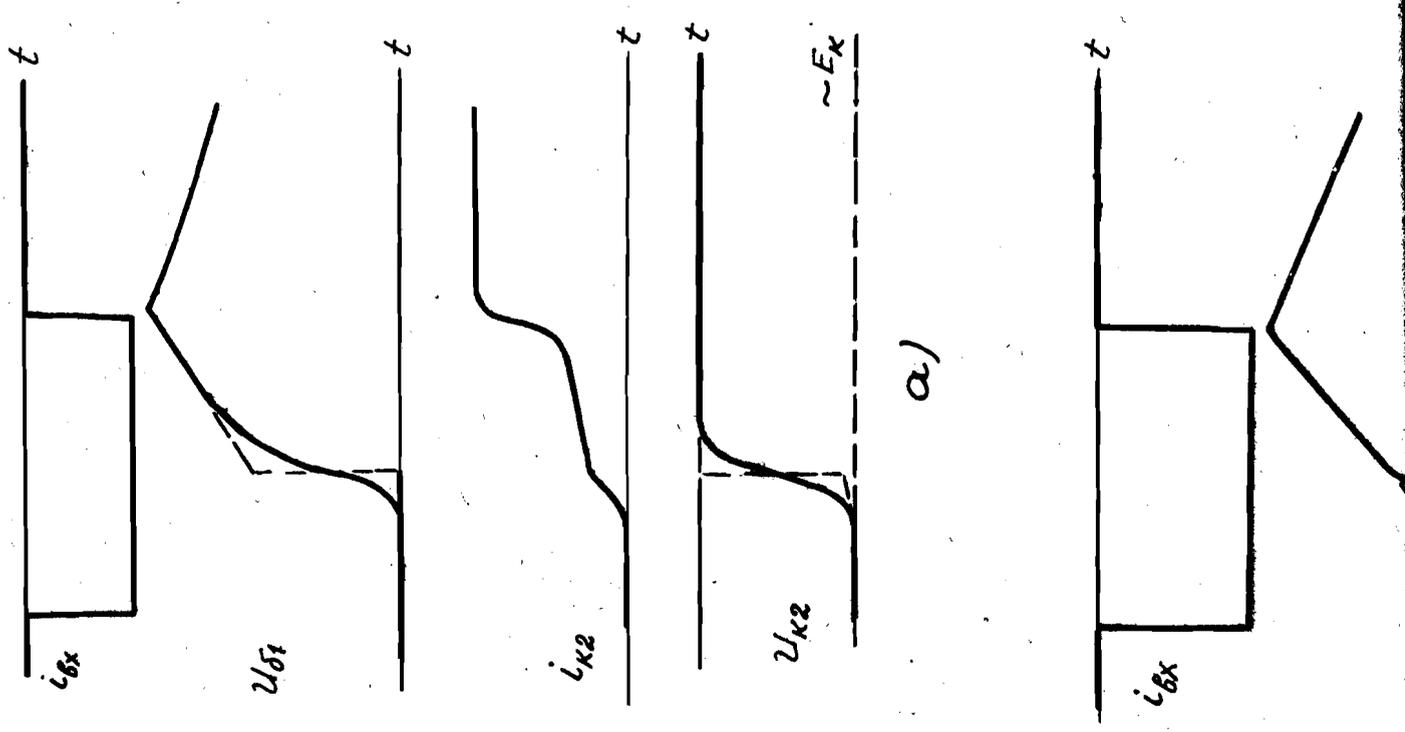
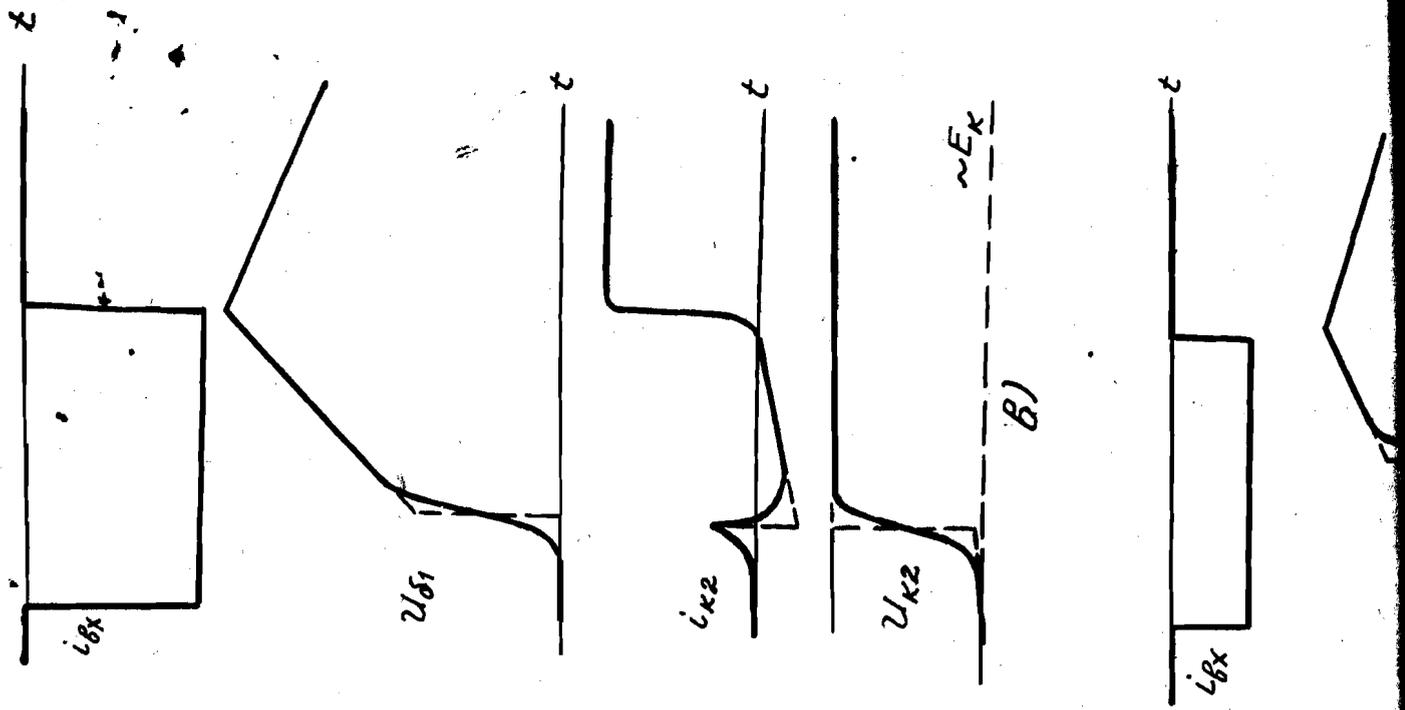
в/ Пусть теперь $I_{\theta x} + I_{K2}(t_3) < I_m$. Тогда в момент t_3 изменение коллекторного потенциала равно

$$\Delta U_{K2} < E_K$$

и, следовательно, триод T_2 не сразу входит в насыщение /рис. 35г/. Поэтому передний фронт U_{K2} будет сначала определяться спадом тока $I_{\delta 1}$, а потом - током $I_{\delta 2}$, как на рис. 32.

По достижении насыщения и в дальнейшем процессы протекают примерно так же, как уже описано.

Все сказанное приводит к выводу, что длинный спусковой сигнал нежелателен, в первую очередь, из-за увеличения динамического смещения. Кроме того, совершенно ясно, что большая длительность $t_{\theta x}$ ограничивает максимальную рабочую частоту. Поэтому в быстродействующих схемах нужно обеспечивать достаточно короткий входной импульс, удовлетворяющий условию $t_{\theta x} \approx t_3$.



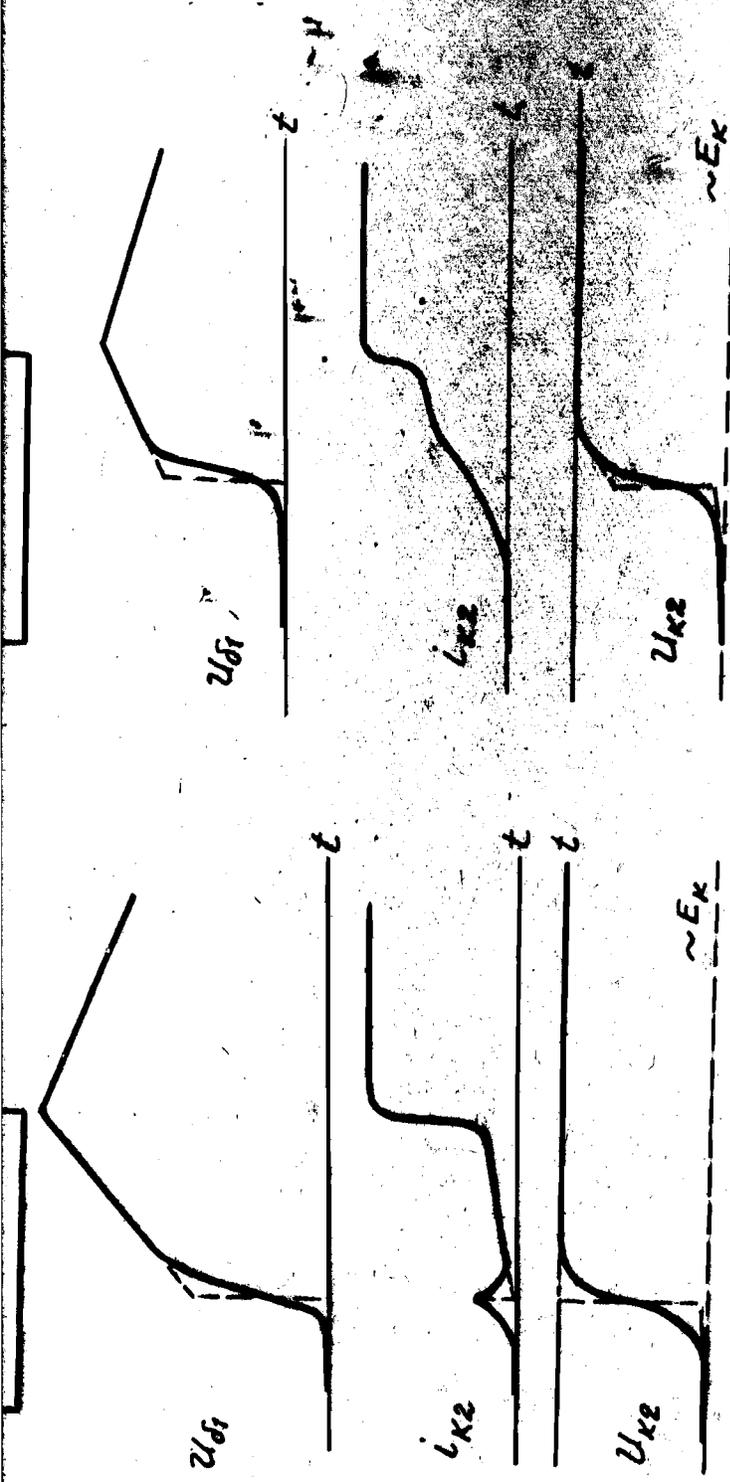


Рис. 35. Временные диаграммы, иллюстрирующие влияние величины t_3 на $t_{\text{защ}}$ при $t_{\text{защ}} > t_3$

- а) $I_{\delta x} = I_m - I_{к2}(t_3)$;
- б) $I_{\delta x} > I_m - I_{к2}(t_3)$;
- в) $I_{\delta x} > I_m$;
- г) $I_{\delta x} < I_m - I_{к2}(t_3)$.

В случае короткого спускового импульса $t_{\theta x} < t_3$ могут быть два варианта.

а/ $t_{\theta x}' < t_p + t_n = t_2$. При этом триод T_2 не успеет открыться за время действия спускового импульса и переброса триггера вообще не произойдет.

б/ $t_3 > t_{\theta x} > t_2$, т.е. импульс кончается в стадии регенерации. В этом случае произойдет переброс, так как по исчезновении внешнего тока $I_{\theta x}$, запирающего триод T_1 , остается появившийся уже ток $I_{K2} = I_{\delta 1}$. Однако регенеративная стадия будет протекать медленнее, поскольку запирающий ток $I_{\delta 1}$ уменьшился на величину $I_{\theta x}$. Уменьшится также и максимальное значение тока $I_{\delta m}$ в базе T_2 , поскольку за увеличившееся время $t_{рег}$ успеет больше зарядиться емкость C_1 ; следовательно, ухудшится передний фронт. Максимальная частота в силу обеих причин (рост $t_{рег}$ и $t_{\varphi+}$) существенно уменьшится.

Таким образом, можно сделать вывод, что спусковой импульс не должен быть и слишком коротким. Поэтому случай $t_{\theta x} = t_3$, который подробно проанализирован в предыдущих разделах, является оптимальным.

Теперь остановимся на роли сопротивления источника спусковых импульсов.

Выше мы считали, что на входе задан ток $I_{\theta x}$. В общем случае источником сигнала является генератор тока $I_{\theta x}$, зашунтированный сопротивлением R_2 /рис. 36а/ или генератор э.д.с. $E_{\theta x} = I_{\theta x} R_2$ с последовательным сопротивлением R_2 /рис. 36б/. Такое обобщение, очевидно, не приведет к существенным изменениям переходного процесса, если $R_2 \gg r_{\delta}$, где r_{δ} — омическое сопротивление базы в области насыщения^{х/}. В самом деле, пока триод T_1 открыт, т.е.

^{х/} Поскольку при насыщении концентрация неосновных, а также основных носителей в базе заметно больше, чем для активной области, величина r_{δ} при насыщении может быть в несколько раз и даже на порядок меньше по сравнению с номинальной величиной.

вплоть до конца регенеративной стадии, сопротивление R_2 "закорочено" низкоомным участком база-эмиттер и, следовательно, не играет никакой роли. Когда триод T_I закрывается, сопротивление R_2 по переменным составляющим просто шунтирует R_2 , что приводит лишь к количественным изменениям в соответствующих формулах и выводах. Поэтому мы не будем подробнее останавливаться на учете сопротивления R_2 , когда оно имеет значительную величину.

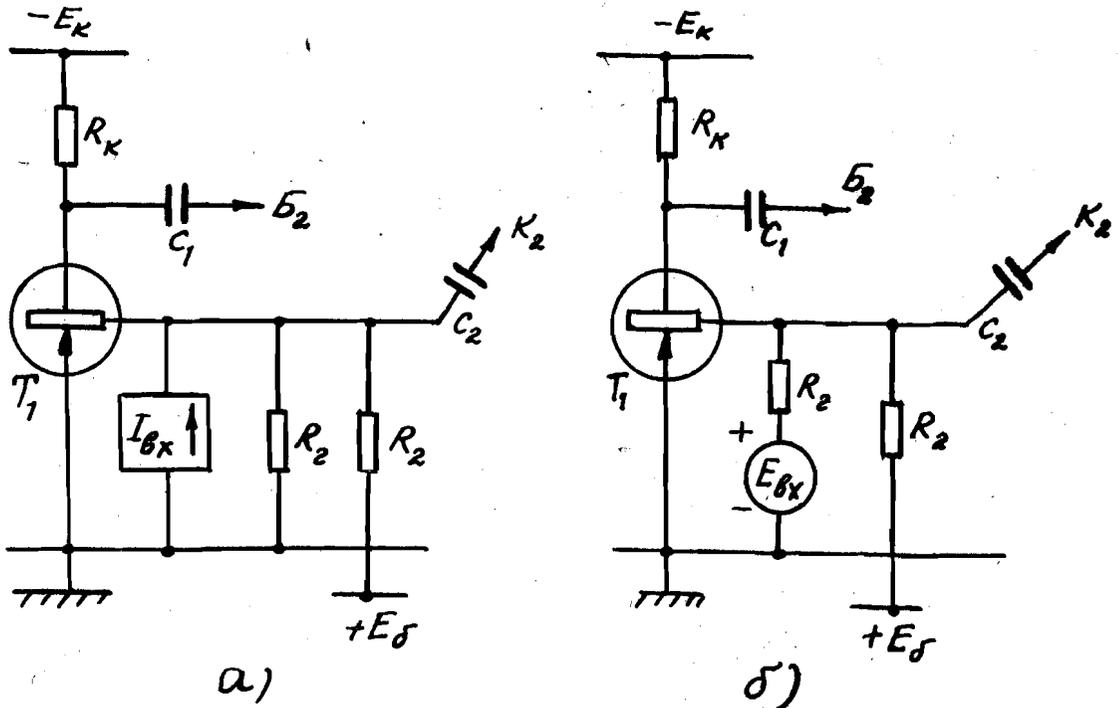


Рис. 36. Запуск триггера от источника сигнала с конечным внутренним сопротивлением:
 а/ вариант с генератором тока;
 б/ вариант с генератором а.д.с.

Более существенную роль играет сопротивление источника тогда, когда оно очень мало, а именно - сравнимо с сопротивлением Z_D . В этом случае, во-первых, происходит распределение тока I_{BK} между ветвями R_2 и Z_D , когда триод T_I открыт. В результате запирающий базовый ток будет меньше, чем I_{BK} , и не будет постоянным /в частности, он уменьшится после выхода триода из насыщения, когда Z_D возрастет до номинального значения/.

Во-вторых, и это самое главное, после запираания триода T_1 потенциал его базы фактически окажется зафиксированным на уровне $E_{\beta x} = I_{\beta x} R_2$, так как база является узловой точкой, к которой э.д.с. $E_{\beta x}$ присоединена почти непосредственно / R_2 очень мало/. Поэтому ток $I_{\beta x} = E_{\beta x} / (R_2 + r_{\delta})$ в интервале $0 \dots t_3$ может быть весьма велик, тогда как скачок потенциала $\Delta U_{K2}(t_3) = E_{\beta x}$ в момент t_3 будет невелик, в отличие от случая, когда ток $I_{\beta x}$ задан /рис. 35/.

Если емкости C велики, то последующие приращения тока I_{K2} пойдут по цепи $C_2 - R_2 - E_{\beta x}$, а не через сравнительно большое сопротивление R_{K2} , как мы считали раньше. Так как сопротивление $R_2 \ll R_K$, то коллекторный ток I_{K2} должен измениться очень сильно, гораздо больше, чем на величину I_m , чтобы изменить потенциал U_{K2} на величину E_K и вызвать насыщение триода T_2 . Теоретически, при $CR_K > \tau_{\beta}$ можно ожидать, что даже максимально возможный ток $I_{K2} = \beta I_{\delta m}$ не вызовет насыщения и последнее наступит только в результате зарядки емкостей C , т.е. через весьма большое время.

На практике постоянная времени CR_K невелика /см. (97) /. Поэтому рост тока I_{K2} сопровождается зарядкой емкости C_2 и ростом потенциала U_{K2} .

Анализ этого случая можно провести, исходя из эквивалентной схемы /рис.37/, считая, что ток I_{K2} изменится согласно выражению /92/. Легко догадаться, что потенциал U_{K2} будет изменяться так же, как в двухкаскадном ламповом усилителе при подаче на вход ступенчатого сигнала /рис. 38/. Если спусковой импульс кончается до насыщения

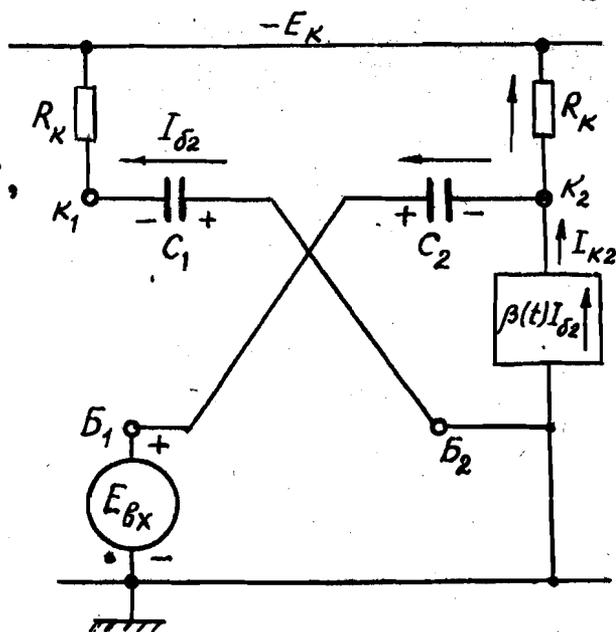


Рис.37. Эквивалентная схема триггера после окончания регенеративной стадии в случае длинного запирающего импульса от генератора э.д.с.

триода T_2 , то на переднем фронте получится "пик", показанный штрихами. Если спусковой импульс кончается после насыщения, то этот пик получается на вершине кривой и имеет меньшую величину, а при достаточно сильном насыщении может совсем отсутствовать.

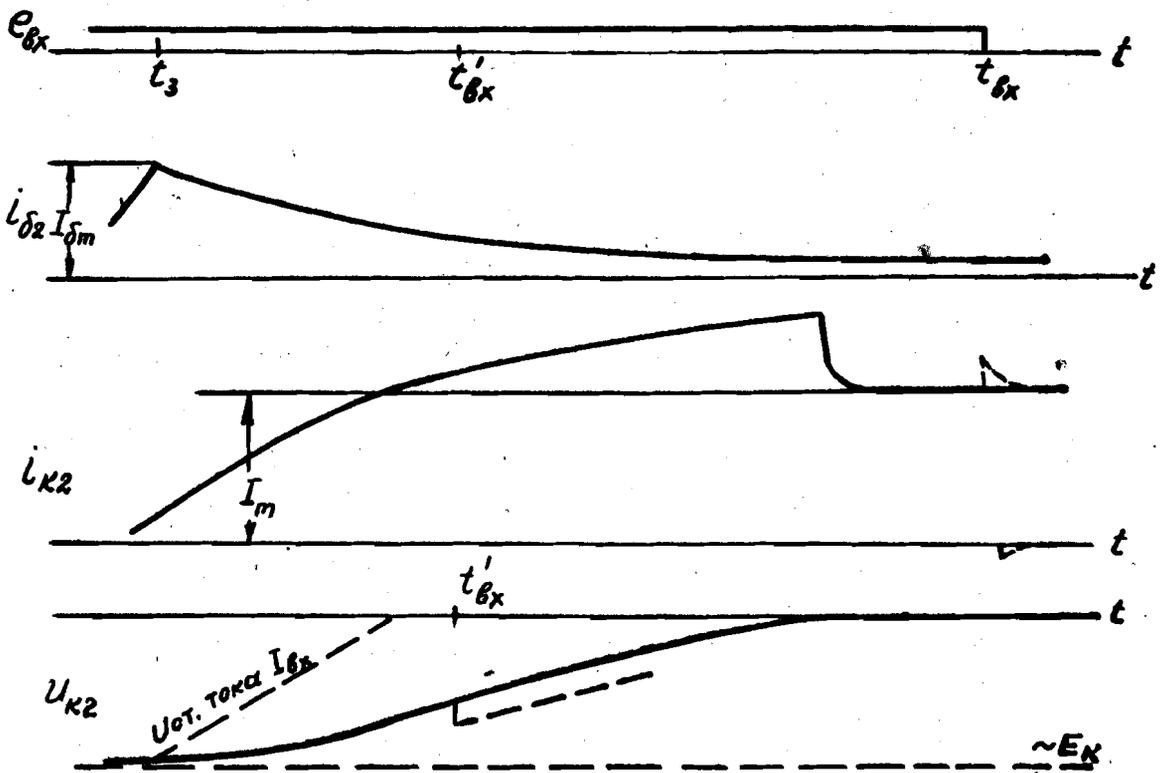


Рис. 88. Временные диаграммы для схемы на рис. 87.

Все сказанное относительно роли сопротивления источника сигнала приводит к следующему выводу.

При одном и том же токе I_{bx} в интервале $0 \dots t_3$, малые сопротивления R_2 дают меньшие динамические смещения, не затягивают передний фронт, если, конечно, соответственно не уменьшить величину ускоряющих емкостей.

динамическое смещение на входе. Вместо диода \mathcal{D}_1 можно включить небольшое сопротивление; однако оно будет дополнительно нагружать источник сигнала.

Сопротивление источника сигнала будем считать малым $|R_s \ll R_k|$. Это предположение часто оправдывается на практике, так как малая величина R_s , как увидим, улучшает работу триггера. Некоторые обобщения на случай больших R_s мы сделаем в конце главы.

Как и прежде, в исходном состоянии триод T_1 принят насыщенным, а триод T_2 запертым. Диоды D_1 и D_2 заперты отрицательным смещением $E_{см}$.

Положительный спусковой импульс $E_{вх}$, превышающий $E_{см}$, запирает триод T_1 , после чего до окончания спускового импульса закрытыми оказываются оба триода. Однако это не значит, что схема находится в симметричном состоянии. Действительно, напряжения на ускоряющих емкостях C были в исходном состоянии различны, и это различие сглаживается лишь постепенно. Если спусковой сигнал достаточно короткий, то в момент его окончания разность $U_{c1} - U_{c2}$ имеет заметную величину. Именно эта разность, как увидим, обуславливает должную направленность последующего переходного процесса: отпирание T_2 и запираание T_1 , а не возврат в исходное состояние.

Образно говоря, емкости C_1 и C_2 "запоминают" предыдущее состояние пересчетной ячейки и, тем самым, обеспечивают ее правильную работу в условиях кажущейся симметрии. Поэтому емкости C_1 , C_2 часто называют "запоминающими", причем следует иметь в виду, что в пересчетной ячейке функция запоминания принципиально важнее функции ускорения, хотя, разумеется, обе функции выполняются одновременно.

2. Общее описание процесса переброса

Рассмотрим процесс переброса, пользуясь временными диаграммами на рис. 40.

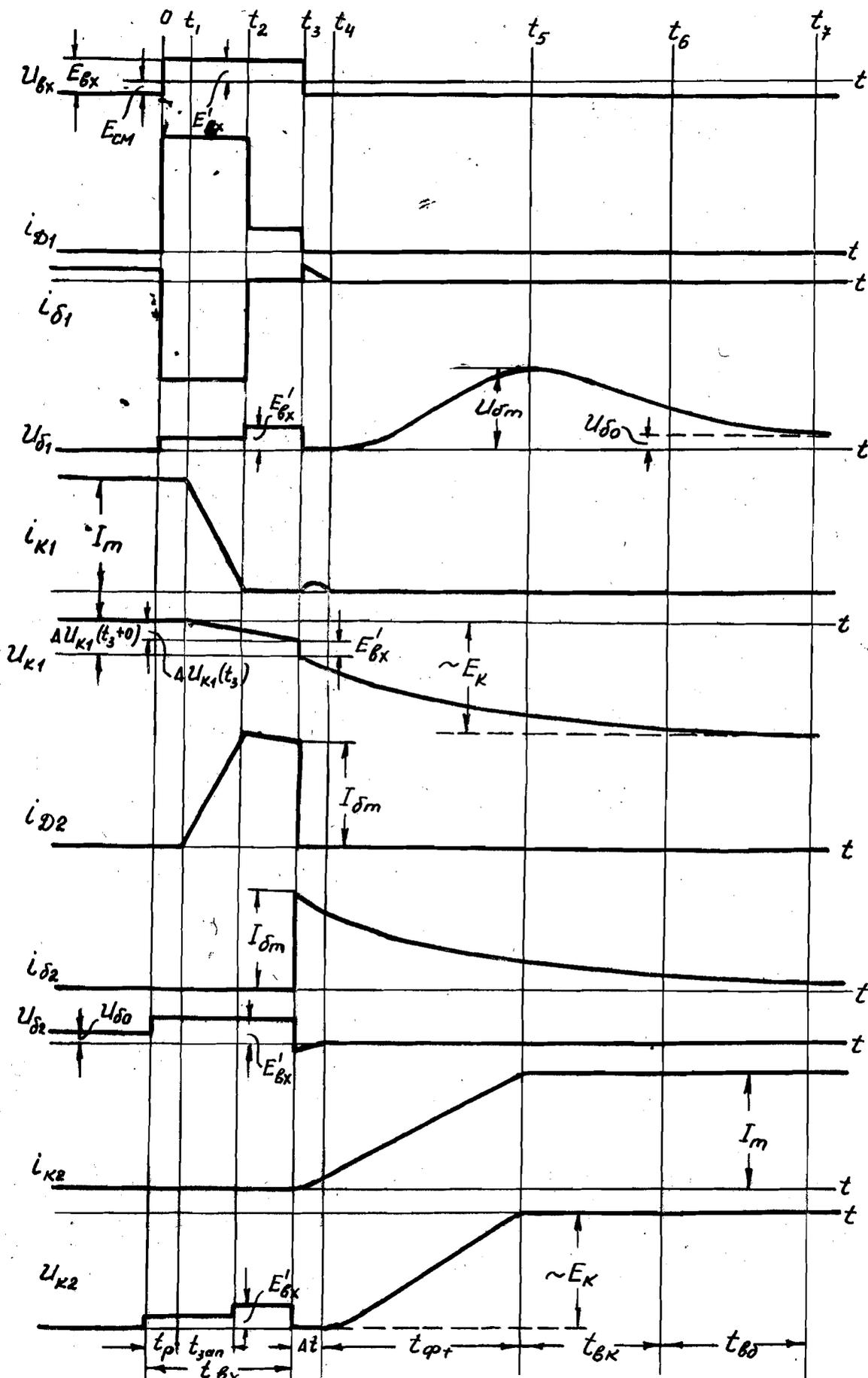


Рис. 40. Временные диаграммы процесса опрокидывания триггера при запуске по общему входу. Действующий входной сигнал больше запирающего потенциала на базе триода T_2 .

Как видим, процесс опрокидывания пересчетной ячейки можно разбить на ряд этапов, которые мы рассмотрим последовательно.

Этап рассасывания /интервал t_p / проходит под действием тока

$$\Delta I_{D1} = I_{D1} \approx \frac{E_{bx} - E_{cm}}{R_2 + z_{\delta} + R_{D1}} = \frac{E'_{bx}}{R_2 + z_{\delta} + R_{D1}}, \quad /102/$$

где R_{D1} - сопротивление диода D_1 в прямом направлении^{х/},
 E'_{bx} - действующая величина спускового сигнала.

При $R_2 \rightarrow 0$ ток I_{D1} может быть весьма большим, а время рассасывания t_p - пренебрежимо малым.

На этапе записания /интервал t_{zap} / коллекторный ток I_{K1} уменьшается и достигает нулевого значения /точнее - значения I_{K0} / в момент t_2 . В этот момент базовый ток I_{D1} также спадает до нуля /см. гл. IV, раздел 6/, а ток I_{D1} - до величины

$$I_{D1} = \frac{E'_{bx}}{R_2 + R_{D1} + R_{K2} \parallel R_2} \approx \frac{E'_{bx}}{R_{K2}}$$

Потенциал U_{D1} при поступлении спускового сигнала возрастет на величину

$$\Delta U_{D1} = E'_{bx} \frac{z_{\delta}}{R_2 + z_{\delta} + R_{D1}} < E'_{bx}$$

Новое значение U_{D1} сохраняется вплоть до записания триода T_1 , если пренебречь изменениями величин z_{δ} и R_{D1}

х/ Имеется в виду не дифференциальное сопротивление, а сопротивление постоянному току U_{D1} / I_{D1} . Следует подчеркнуть, что для коротких импульсов это сопротивление может в 1,5 - 2 раза превышать величину, определяемую по статической характеристике диода.

в процессе запирания. В момент t_2 потенциал U_{b1} увеличивается примерно до E'_{bx} .

Приращения потенциала U_{b1} через емкость C_2 передаются на коллектор триода T_2 , так что $\Delta U_{k2} \approx \Delta U_{b1}$.

Изменения величин I_{D2} , U_{k1} и U_{b2} на данном этапе зависят от соотношения напряжений E'_{bx} и U_{b0} / U_{b0} - потенциал базы запертого триода, в нашем случае триода T_2 . Здесь может быть два варианта:

1/ если $E'_{bx} > U_{b0}$, то при поступлении входного импульса диод D_2 сразу откроется и емкость C_1 весьма быстро зарядится до напряжения E'_{bx} через насыщенный триод T_1 . В дальнейшем ток I_{D2} возрастает примерно так же, как убывает ток I_{k1} , поскольку приращения тока ΔI_{k1} идут почти полностью в низкоомную цепь источника E'_{bx} , минуя сопротивление R_{k1} . Начиная с момента t_2 , ток I_{D2} протекает по цепи $E'_{bx} - D_2 - C_1 - R_{k1} - E_k$ и заряжает емкость C_1 . По мере зарядки емкости C_1 ток I_{D2} падает, стремясь к малому статическому значению.

Так как правая обкладка емкости C_1 находится под практически неизменным потенциалом $E'_{bx} - U_{D2}$, то потенциал U_{k1} спадает в той мере, в какой емкость C_1 заряжается током I_{D2} . Кривая U_{k1} имеет точку перегиба в момент t_2 , когда нарастание тока I_{D2} сменяется спадом.

Потенциал U_{b2} после подачи спускового импульса быстро возрастает до величины E'_{bx} / в процессе зарядки емкости C_1 / и сохраняет это положительное значение вплоть до окончания входного сигнала. Если бы триод T_1 не был насыщен, то сигнал E'_{bx} через диод D_2 и емкость C_1 прошел бы на коллектор K_1 и обусловил бы положительный скачок потенциала U_{k1} / пунктирная кривая /:

2/ если $E'_{bx} < U_{b0}$ / рис. 41 /, то диод D_2 остается закрытым до тех пор, пока потенциал U_{k1} не изменится на величину:

$$\Delta U_{k1} \approx E'_{bx} - U_{b0}$$

В интервале $t_2' \dots t_2$ потенциал U_{K1} изменяется почти линейно, пропорционально току ΔI_{K1} :

$$\Delta U_{K1} \approx \Delta I_{K1} R_{K1} \parallel R_2 \approx \Delta I_{K1} R_{K1}$$

После этого величины I_{D2} , U_{K1} и U_{D2} изменяются

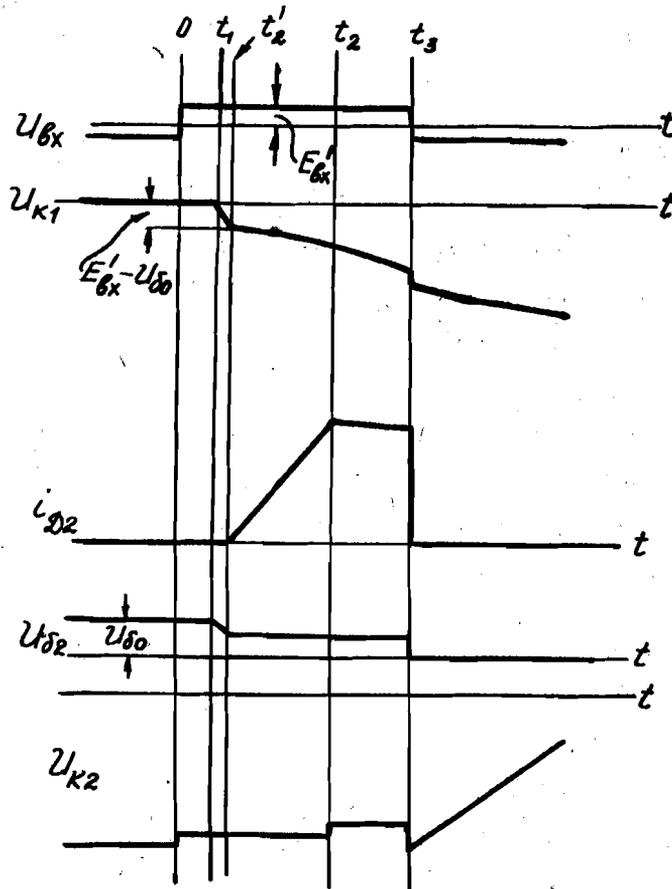


Рис. 4I. Временные диаграммы для случая, когда действующий входной сигнал меньше запирающего потенциала на базе триода T_2 .

примерно так же, как описано выше, с тем, однако, отличием, что максимальный ток I_{D2} получается меньше на такую величину, на которую ток I_{K1} уменьшился за время до отпирания диода D_2 . Соответственно несколько медленнее будут заряжаться емкость C_1 и спадать потенциал U_{K1} в интервале $t_2 \dots t_3$.

На практике чаще выполняется условие $E_{Bx}' > U_{D0}$, поэтому мы продолжим рассмотрение процессов по кривым на рис. 40.

В момент t_3 , когда кончается входной импульс, диоды D_1 и D_2 запираются и токи через них падают до нуля. Потенциалы U_{D1} , U_{K2} , U_{D2} , U_{K1} получают отрицательные приращения, примерно равные E_{Bx}' . При этом оба базовых потенциала делаются отрицательными и, следовательно, оба триода отпирются. Однако, отпираются они в ^{НЕ}равной степени: триод T_2 "сильнее", триод T_1 "слабее". Степень отпирания удобно охарактеризовать величиной базового тока в момент t_3 . Покажем, что токи $I_{D1}(t_3)$ и $I_{D2}(t_3)$ существенно различны.

Исходные напряжения на емкостях C_1 и C_2 в момент $t = 0$ равны

$$U_{C1}(0) = U_{\delta 0} + U_{KH},$$

$$U_{C2}(0) = \xi E_K - U_{\delta H},$$

где $U_{\delta H}$ и U_{KH} — небольшие потенциалы базы и коллектора насыщенного триода.

Пренебрежем изменением напряжения U_{C2} за время t_3 . Тогда, учитывая, что в интервале $0 \dots t_3$ триод T_2 остается запертым, легко приходим к выводу, что базовая цепь триода T_1 в момент t_3 вернется в исходное состояние:

$$U_{\delta 1} = U_{K2} - U_{C2}(0) = \xi E_K - (\xi E_K - U_{\delta H}) = U_{\delta H},$$

т.е. ток базы

$$I_{\delta 1}(t_3) = I_{\delta 1}(0) \approx \frac{E_K}{R_1 + R_{K2}}.$$

Полагая, что напряжение U_{C1} тоже осталось неизменным и учитывая, что в момент t_3 триод T_1 заперт /т.е.

$I_{K1} \approx 0$, получаем

$$I_{\delta 2}(t_3) \approx \frac{E_K - U_{C1}(0)}{R_{K1}} \approx \frac{E_K - U_{\delta 0}}{R_{K1}}.$$

Поскольку $U_{\delta 0} \ll E_K$ и $R_K \ll R_1$, приходим к выводу, что ток $I_{\delta 2}(t_3) \approx I_m \gg I_{\delta 1}(t_3)$, что и требовалось показать.

В реальных схемах емкости C_2 и особенно C_1 успевают несколько зарядиться за время t_3 . В результате оба базовых тока, особенно $I_{\delta 2}$, будут меньше, чем указано выше, но соотношение между ними не нарушается.

Этап взаимодействия^{X/}, начинающийся в момент t_3 ,

^{X/} В данном случае этот этап нельзя назвать регенерацией, так как оба триода препятствуют отпиранию друг друга.

развивается в сторону отпирания триода T_2 и запираания триода T_1 . Происходит это потому, что больший ток $I_{\delta 2}$ обуславливает большую скорость нарастания тока $I_{\kappa 2}$, который, будучи током обратной связи, быстро компенсирует появившийся небольшой ток $I_{\delta 1}$ момент t_4 / . Обычно интервал Δt пренебрежимо мал.

Следует, однако, подчеркнуть, что в зависимости от ряда факторов относительная роль данного этапа может быть гораздо большей, чем на рис. 40. В общем интервал Δt увеличивается с уменьшением отношения базовых токов $\frac{I_{\delta 2}(t_2)}{I_{\delta 1}(t_3)}$, по каким бы причинам это уменьшение не произошло. Например, при большем сигнале $E_{\beta x}$ интервал t_2 сокращается и емкость C_1 заряжается током I_m в течение большего времени $t_3 - t_2$; в результате ток $I_{\delta 2}(t_2)$ станет меньше и время Δt увеличится. То же самое произойдет и при более длинном импульсе $E_{\beta x}$.

Последующие этапы — полное отпирание триода T_2 в интервале $t_{\varphi+}$ и восстановление потенциалов $U_{\kappa 1}$ и $U_{\delta 1}$ — аналогичны соответствующим этапам в триггере с отдельными входами /рис. 32/. Длительности положительного и отрицательного фронтов определяются теми же факторами, которые рассмотрены в предыдущей главе.

3. Анализ фронтов

Из рис. 40 следует, что если пренебречь этапом взаимодействия Δt , то длительность переходных процессов складывается из длительности входного импульса $t_{\beta x}$ и времени нарастания $t_{\varphi+}$ потенциала $U_{\kappa 2}$ или времени восстановления $t_{\beta x}$ потенциала $U_{\kappa 1}$ /соответственно для положительного и отрицательного фронта/.

Следовательно, длительность спускового сигнала выгодно делать как можно меньше. В то же время она должна

превышать время $t_p + t_{зан}$, необходимое для запираания триода T_1 .

Время рассасывания $t_p = t_1$ определяется формулами /86/, в которые в качестве $I_{\theta x}$ нужно подставить $I_{\theta 1}$, из выражения /102/.

Время $t_{зан}$ зависит от скорости изменения тока I_{K1} , а последняя, в свою очередь, зависит от величины запирающего тока $I_{\theta x}$. Считая $t_{зан} \ll \tau_{\beta}$, воспользуемся выражением /27/ для тока ΔI_{K1} . Приравнявая его величине I_m , получим

$$t_{зан} = \tau_{\alpha} \frac{I_m}{I_{\theta x}} = \frac{\tau_{\alpha}}{i_{\theta x}^{\circ}}, \quad /103/$$

где $I_{\theta x} = I_{\theta 1}$ определяется выражением /102/.

Время нарастания переднего фронта $t_{\varphi+}$ получается из формулы /92/, если положить $I_{K2}(t_4) = I_m$:

$$t_{\varphi+} = \tau_c \ln \frac{\tau_c / \tau_{\alpha}}{\tau_c / \tau_{\alpha} - \frac{I_m}{I_{\delta m}}}. \quad /104/$$

Определим величину $I_{\delta m}$. Из рис. 42 видно, что ток I_{C1} , равный току $I_{\theta 2}$ /который в момент t_3 пойдет в базу триода T_1 в виде тока $I_{\delta m}$ /, в интервале $t_1 \dots t_2$ увеличивается, поскольку растет зарядный ток ΔI_{K1} , а в интервале $t_2 \dots t_3$ спадает, так как здесь ток ΔI_{K1} остается неизменным.

Полагая, как и раньше, что

$$\Delta I_{K1}(p) \approx \frac{I_{\theta x}}{p \tau_{\alpha}} \quad \text{при} \quad t_1 \leq t \leq t_2,$$

получим из эквивалентной схемы на рис. 42б:

$$I_{\theta 2}(p) \approx I_{\theta x} \frac{\tau_c}{\tau_{\alpha}} \frac{1}{1 + p \tau_c}$$

и, следовательно,

$$I_{D2}(t) \approx m I_{Bx} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_c}}).$$

/105/

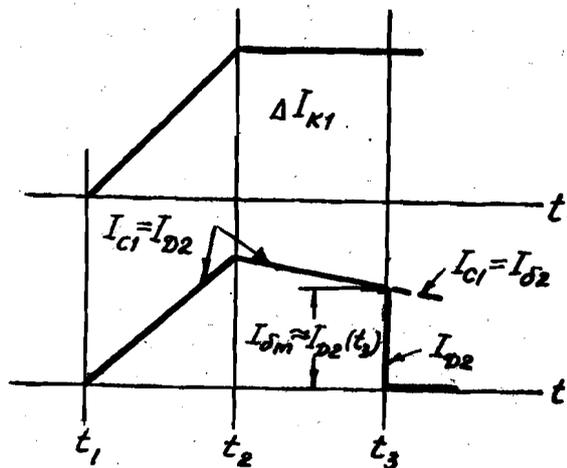
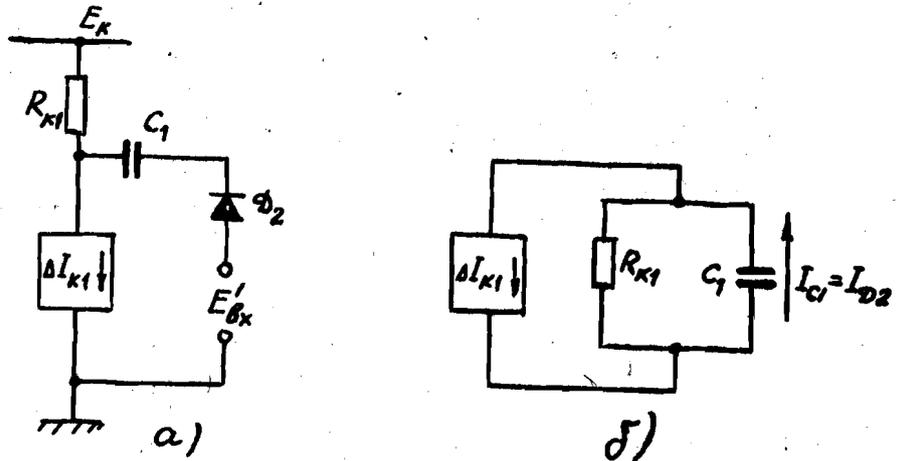


Рис. 42. Определение максимального отпирающего тока базы I_{Dm} :
 а/ участок схемы, определяющий ток I_{Dm} ;
 б/ эквивалентная схема для переменных составляющих;
 в/ временные диаграммы токов в эквивалентной схеме /влияние э.д.с. E'_{Bx} не учитывается/.

Подставляя сюда $t = t_{ган}$ из /103/, получим ток $I_{D2}(t_2)$ в следующем виде:

$$I_{D2}(t_2) = m I_{Bx} (1 - e^{-\frac{1}{m \tau_{Bx}}}), \quad /106/$$

где

$$m = \frac{\tau_c}{\tau_d}$$

В интервале $t_2 \dots t_3$ ток I_{D2} изменяется по закону:

$$I_{D2}(t) = I_{D2}(t_2) e^{-\frac{t-t_2}{\tau_c}}. \quad /107/$$

Значит, ток $I_{D2}(t_3)$ равный искомой величине $I_{\delta m}$, определяется выражением:

$$I_{D2}(t_3) = I_{\delta m} = I_{D2}(t_2) e^{-\frac{t_3-t_2}{\tau_c}} = I_{D2}(t_2) e^{-\frac{t'_{ex}}{\tau_c}}, \quad /108a/$$

где $t'_{ex} = t_{ex} - (t_p + t_{jan})$ — "действующая" длительность импульса.

В общем виде это выражение несколько громоздко; однако оно упрощается для практически важного случая, когда

$$t_{jan} < 0,5\tau_c \text{ и } t'_{ex} < 0,5\tau_c.$$

При этом, разлагая в ряд экспоненты в выражениях /106/ и /107/ с точностью до членов I-го порядка, получим

$$I_{D2}(t_2) \approx I_m,$$

$$I_{\delta m} \approx I_m \left(1 - \frac{t'_{ex}}{\tau_c}\right). \quad /108b/$$

Теперь определим длительность переднего фронта, подставляя /108b/ в /104/:

$$t_{\varphi+} \approx \tau_c \ln \frac{m}{m - \frac{1}{1 - \frac{t'_{ex}}{\tau_c}}}. \quad /109/$$

Время восстановления потенциала U_{K1} найдем из условия $U_{K1}(t_5) = 0,9 E_K$, аналогичного тому, которое использовано для схемы с отдельными входами.

Изменение U_{K1} в интервале $t_3 \dots t_5$ описывается выражением /94/, а время t_{ex} определится формулой /95/,

в которую вместо $U_{\delta 0}$ нужно подставить величину $U_{K1}(t_3+0)$.

Строго говоря

$$\Delta U_{K1}(t_3+0) = U_{C1}(t_3) + E'_{\beta x} = \frac{1}{C_1} \int_0^{t_3} I_{D2}(t) dt + E'_{\beta x},$$

где ток I_{D2} изменяется так, как показано на рис. 42в. Однако практически можно считать ток I_{D2} нарастающим линейно до величины $I_{\delta m}$ в интервале $t_1 \dots t_2$, а затем неизменным до момента t_3 . Тогда приращение заряда на емкости C_1 к моменту t_3 равно:

$$\Delta Q \approx \frac{I_m t_{3an}}{2} + I_m t'_{\beta x} = E_K \frac{t'_{\beta x}}{R_K}.$$

Если пренебречь небольшим скачком $E'_{\beta x}$ в момент t_3 , то напряжение

$$\Delta U_{K1}(t_3+0) \approx \Delta U_{C1}(t_3) = \frac{\Delta Q}{C_1} = E_K \frac{t'_{\beta x}}{\tau_C}.$$

Следовательно, согласно /95/, время восстановления коллекторного напряжения будет равно

$$t_{\beta K} \approx \tau_C \ln \frac{E_K - \Delta U_{K1}(t_3+0)}{0,1 E_K} = \tau_C \ln \left[10 \left(1 - \frac{t'_{\beta x}}{\tau_C} \right) \right] \quad \text{! ПЮ !}$$

При большем сигнале $E'_{\beta x}$ следует учесть скачок потенциала U_{K1} в момент t_3 и время $t_{\beta K}$, естественно, получится меньше.

4. Максимальная рабочая частота

Вопрос о максимальной рабочей частоте F_{max} решается таким же путем, как и для триггера с отдельными входами /гл. IV, раздел 4/. А именно, оптимальная величина

ускоряющих /запоминающих/ емкостей C находится из соотношения:

$$t_{\phi r} = t_{\phi k}$$

Приравнявая /109/ и /110/, получаем

$$m_{opt} = \left(\frac{\tau_c}{\tau_d} \right)_{opt} = 1,1 \left(1 + \frac{t_{\phi k}}{\tau_d} \right) \quad /III/$$

На рис. 43 выражение /III/ представлено в виде семейства кривых. Как видим, оптимальная величина емкостей существенно зависит от действующих длительности и величины спускового сигнала.

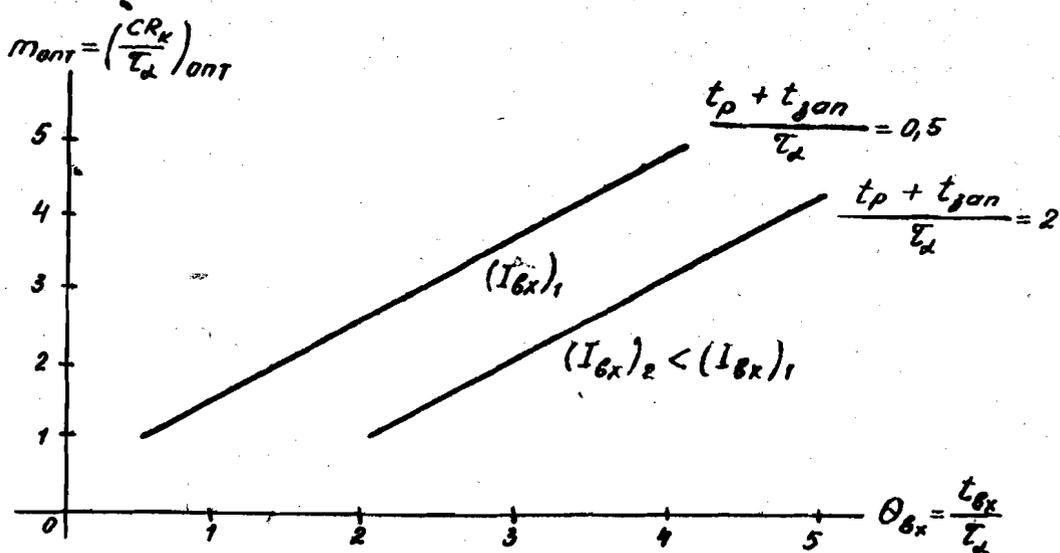


Рис. 43. Зависимость оптимальной постоянной времени ускоряющих /запоминающих/ емкостей от относительной длительности сигнала при двух значениях относительной длительности этапов рассасывания и записывания.

Существо этих зависимостей заключается в следующем.

При большей длительности $I_{\phi k}$ ток $I_{\phi m}$ уменьшается и передний фронт, согласно /104/, удлиняется. Приращение потенциала $\Delta U_{\phi r}(I_{\phi k})$ увеличивается и задний фронт сокращается, согласно /110/. Для того чтобы "уравнять" фронты, нужно увеличить емкости C , что и подтверждается формулой /III/.

При меньшей величине $I_{\text{вх}}$ увеличиваются интервалы t_p и $t_{\text{зан}}$, а действующее время $t'_{\text{вх}}$ уменьшится. Ток $I_{\text{вх}}$ увеличивается и, следовательно, время $t_{\text{вх}}$ сократится, согласно /104/. Приращение потенциала $\Delta U_{\text{к1}}(t_{\text{вх}})$ уменьшится и, согласно /110/, время $t_{\text{вх}}$ удлинится. Уменьшение $\Delta U_{\text{к1}}$ объясняется тем, что ток $I_{\text{с1}} \approx I_m$ протекает через емкость C_1 в течение $t_{\text{вх}}$ и, следовательно, она меньше зарядится /см. рис. 42/. Для "выравнивания" фронтов нужно и в этом случае увеличить емкости C , что также подтверждается формулой /111/.

Для прикидочных расчетов при достаточно сильном и достаточно коротком сигнале, можно принять, что "в среднем" оптимальная емкость определяется соотношением:

$$(\tau_c)_{\text{опт}} = CR_K \approx 3\tau_d. \quad /112/$$

Подставляя выражение /111/ в выражение /109/ и производя преобразование, получим оптимальные значения времен нарастания и восстановления:

$$(t_{\varphi+})_{\text{опт}} = (t_{\text{вх}})_{\text{опт}} = 1,1\tau_d(1+\theta'_{\text{вх}}) \ln \frac{1,1+0,1\theta'_{\text{вх}}}{0,1+0,1\theta'_{\text{вх}}}, \quad /113/$$

где

$$\theta'_{\text{вх}} = \frac{t'_{\text{вх}}}{\tau_d}.$$

Минимальный период входных импульсов, равный

$$T_{\text{мин}} = t_{\text{вх}} + t_{\varphi+} = t'_{\text{вх}} + t_{\varphi+} + (t_p + t_{\text{зан}}),$$

легко вычислить для любого $t_{\text{вх}}$, используя формулу /113/. Зависимость $T_{\text{мин}} = f(t_{\text{вх}})$ показана на рис. 44 в безразмерных единицах при нескольких значениях $t_p + t_{\text{зан}}$.

Максимальная рабочая частота равна

$$f_{\text{макс}} = \frac{1}{T_{\text{мин}}} = \frac{1}{\theta_T \cdot \tau_d} = \frac{2\pi}{\theta_T} f_d, \quad /114a/$$

где коэффициент θ_T берется из графика на рис. 44.

$$\theta_T = \frac{T_{\min}}{T_d}$$

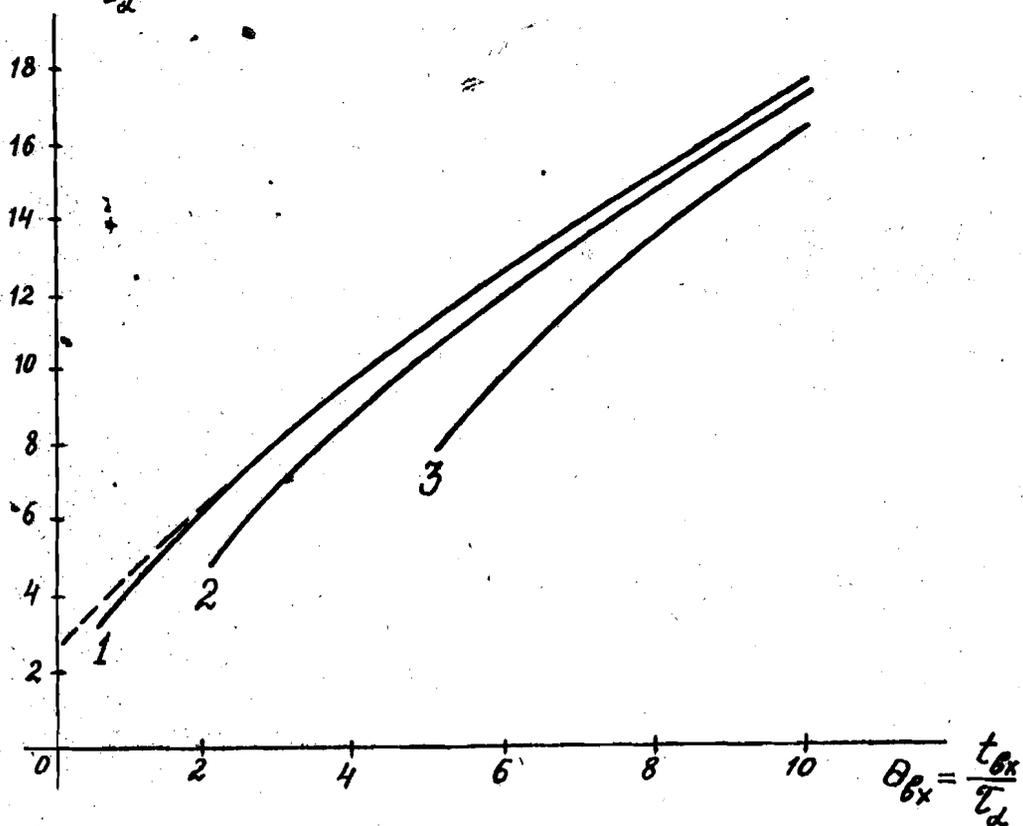


Рис. 44. Зависимость минимального относительного периода входных импульсов от относительной длительности сигнала:

1/ $t_p + t_{зон} = 0,5 T_d$; 2/ $t_p + t_{зон} = 2 T_d$; 3/ $t_p + t_{зон} = 5 T_d$.
Штриховая кривая соответствует случаю $t_p + t_{зон} = 0$.

Как видим, максимальная частота существенно уменьшается с ростом длительности входного сигнала. При более строгом анализе в величину T_{\min} следовало бы включить длительность Δt стадии взаимодействия, которой мы выше пренебрегли. Однако это пренебрежение компенсируется тем, что мы занижили ток $I_{\delta m}$, исход при его расчете не из экспоненциального спада тока $I_{\delta 2}$ /см.рис.42в/, а из более резкого линейного спада /см.(108б) /.

Рассмотрим случай $t_p \approx t_{зон} \approx T_d$, характерный для сильного сигнала. Полагая $t_{вх} = 3 T_d$, получим из рис. 44 /кривая 2/ $\theta_T \approx 7$. Тогда максимальная частота входных

импульсов получится равной

$$F_{\max} \approx 0,9 f_{\alpha}$$

/II46/

Так же, как и в формулу /99/ для схемы с отдельными входами, сюда нужно подставлять частоту f_{α} на 20-30% меньшую номинальной величины в усилительном режиме.

Сравнивая /II46/ и /99/, приходим к выводу, что, не смотря на ряд факторов, влияющих на численные коэффициенты в обеих формулах, можно считать максимальную частоту в триггере с общим входом примерно в 1,5 раза ниже, чем в триггере с отдельными входами.

Динамическое смещение /см. кривую $U_{\delta 1}$ на рис. 40/ может существенно уменьшить максимальную рабочую частоту, как и в триггере с отдельными входами /гл. IV, раздел 5/. Происходит это потому, что при большой величине $U_{\delta 0}$ диод D_2 , как отмечалось в разделе I, откроется не сразу в момент прихода спускового сигнала, а тогда, когда достаточно сильно упадет потенциал U_{K1} /см. рис. 41/. Это приведет к уменьшению токов ΔI_{K1} , $I_{D2}(t_3)$ и $I_{\delta m}$ /рис. 42в/. В результате удлинится передний фронт выходного импульса и увеличится минимальный период входных импульсов.

Уменьшение динамического смещения проще всего достигается уменьшением сопротивлений смещения R_2 , как указано в гл. IV, раздел 5. Выбор величины R_2 можно производить, исходя из того же неравенства /101/, которое рекомендовано выше и использовано при статическом расчете триггера в виде неравенства /64/.

Наиболее радикальным способом предотвращения динамического смещения является применение фиксирующих диодов

в базовых цепях /рис. 45/. Однако этот метод несколько усложняет и удорожает схему.

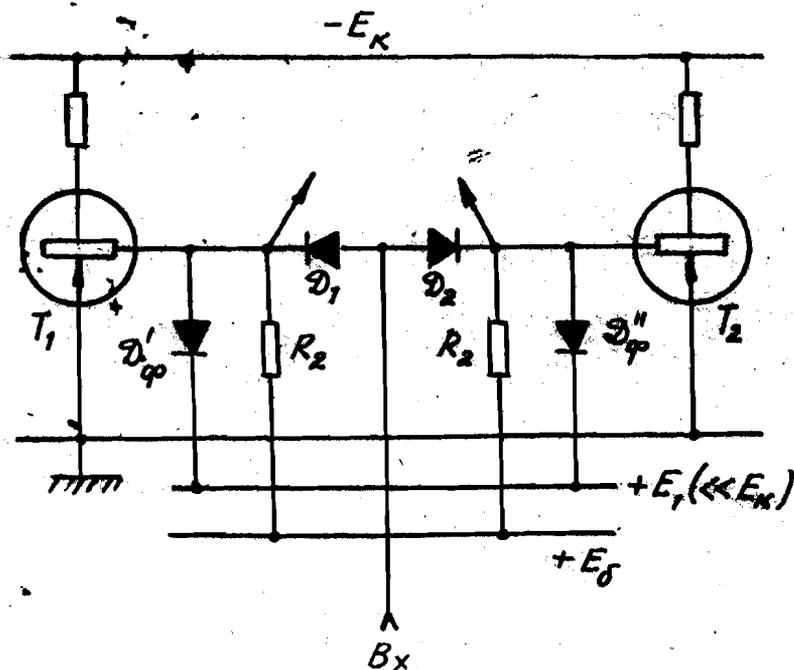


Рис. 45. Предотвращение динамического смещения на базе с помощью фиксирующих диодов D_{Φ} .

5. Влияние входного сигнала

Роль величины и длительности спускового сигнала подчеркивалась в предыдущих разделах. Теперь мы систематизируем и пополним эти сведения.

Длительность спускового сигнала $t_{\delta x}$ не должна быть меньше суммы времен рассасывания и запирания, так как в противном случае резко уменьшится ток $I_{\delta m}$ /см. рис. 42в при $t < t_2$ /. В результате возрастет время взаимодействия Δt и удлинится передний фронт. При очень малых значениях $t_{\delta x}$ базовые токи $I_{\delta 1}$ и $I_{\delta 2}$ в момент окончания сигнала делаются почти одинаковыми и переброс ячейки либо вовсе не происходит, либо делается ненадежным.

С другой стороны, длительность импульса $t_{вх}$ не должна быть и чрезмерно велика. Это ограничение "сверху", которое не имеет принципиального значения в триггере с отдельными входами, в пересчетной ячейке обусловлено запоминающими функциями емкостей С. В самом деле, при больших значениях $t_{вх}$ ток $I_{D2} = I_{C1}$ /"будущий" ток I_{Dm} / спадает, стремясь к нулю, согласно /108а/. Это, опять-таки, означает "выравнивание" токов I_{D1} и I_{D2} после окончания входного импульса с вытекающей отсюда неопределенностью направленности процесса опрокидывания. Правда, теоретически условие $I_{D2}(t_3) > I_{D1}(t_3)$ сохраняется и при очень больших значениях $t_{вх}$, так как "начальные" величины токов I_{D1} и I_{D2} различны: $I_{D1}(t_2) > I_{D2}(t_2)$. Однако неизбежная асимметрия схемы, а также различные наводки и шумы исключают должную направленность процесса при малой разнице в базовых токах.

Охарактеризуем "статическую асимметрию" триггера величиной ΔI_D - разницей базовых токов триодов T_1 и T_2 в режиме насыщения. Причиной асимметрии будем считать различие сопротивлений R_1' , R_1'' и R_2' , R_2'' , а прочие параметры обеих половин схемы примем попарно равными. Можно показать, что такой триггер работоспособен, если длительность входного сигнала не превышает величины:

$$(t_{вх})_{\max} \approx CR_K \ln \frac{I_m}{\Delta I_D} \quad /115/$$

Как видим, допустимая длительность сигнала, естественно, растет с увеличением запоминающихся емкостей и с уменьшением асимметрии схемы. На практике время $(t_{вх})_{\max}$ может быть весьма большим, например, может в несколько раз превышать постоянную времени CR_K . Поэтому, когда мы говорим о желательности коротких спусковых импульсов в пересчетной ячейке, то это требование вытекает, прежде всего, из соображений сокращения периода его фронта и получения минимального рабочего периода /рис. 44/, а не из сохранения работоспособности

триггера вообще. Иначе говоря, в большинстве случаев $t_{ex} \ll (t_{ex})_{\max}$.

Из всего сказанного следует, что действующую длительность входного сигнала t'_{ex} следует делать по возможности малой. Однако точное равенство $t'_{ex} = 0$ не только трудно осуществимо, но и не может быть рекомендовано из соображений надежности. При этом мы имеем в виду неизбежный разброс времени запираания t_{zap} при колебании величин τ_{α} и i_{ex}^0 /см. (103) / и разброс времени рассасывания, прежде всего, в зависимости от степени насыщения. Изменения коэффициента β при смене триодов, при колебаниях температуры и т.д. непосредственно влияют на степень насыщения N и, вместе с изменениями других параметров, могут изменить время рассасывания t_p в несколько раз. Расчетная длительность входного импульса должна ориентироваться на максимальное время рассасывания:

$$t_{ex} \geq t_{zap} + (t_p)_{\max}$$

В частности, это означает ориентацию на максимальную величину β . При меньшей величине β /например, при меньшей температуре/ степень насыщения и время рассасывания уменьшается. Соответственно увеличится минимальный рабочий период, так как время t_{ex} осталось неизменным /рис. 44/. Такая связь между величинами β и F_{\max} является отрицательным свойством "насыщенного" триггера.

В этом отношении определенными преимуществами обладает "ненасыщенный" триггер, в котором хотя и имеется незначительная задержка запираания /см. (89) /, но она, во-первых, меньше времени рассасывания и, во-вторых, гораздо более стабильна, особенно по отношению к изменениям величины β .

Перейдем к оценке влияния в е л и ч и н ы сигнала.

Напомним, что ток $I_{\delta x}$, которым мы оперировали выше, является лишь частью тока источника I_2 :

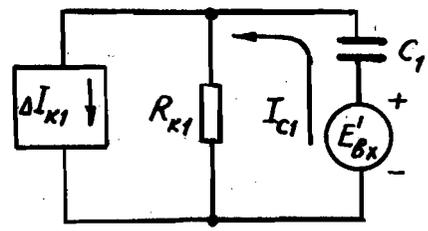
$$I_{\delta x} = I_{\mathcal{D}1} = I_2 - I_{\mathcal{D}2}$$

Ток $I_{\mathcal{D}2}$, который по окончании сигнала отпирает триод T_2 и, следовательно, играет полезную роль, во время действия сигнала дополнительно нагружает источник и в этом смысле является вредным.

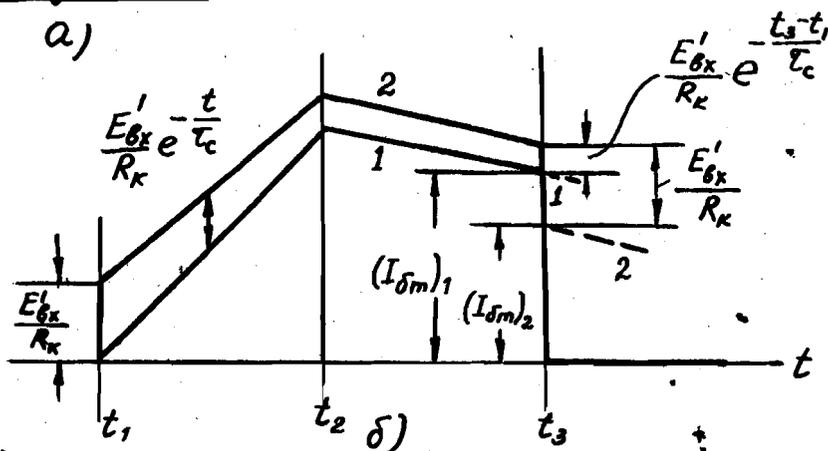
При небольших действующих сигналах $|E'_{\delta x}| \ll E_K$ максимальный ток $I_{\mathcal{D}2}(t_2)$ близок к величине $I_m / \text{см. (1086)}$ и, следовательно, не зависит от параметров входной цепи, тогда как ток $I_{\mathcal{D}1} = I_{\delta x}$ зависит от величин $R_2, R_{\mathcal{D}1} / \text{см. (102)}$. Поэтому, чтобы доля полезного тока $I_{\delta x}$ в общем токе источника I_2 была больше, следует стремиться к уменьшению сопротивлений источника $|R_2|$ и диодов $|R_{\mathcal{D}}|$.

Увеличение напряжения $E_{\delta x}$ /казалось бы, желательное по тем же соображениям/ ограничено рядом отрицательных последствий, которые мы сейчас рассмотрим.

При вычислении тока $I_{\delta m}$ /рис. 42/, мы полагали, что ток $I_{\mathcal{D}2}$ в интервале $t_1 \dots t_3$ есть результат воздействия только тока ΔI_{K1} на цепочку $C_1 R_{K1}$.



а)



б)

Рис. 46. Определение максимального отпирающего тока базы $I_{\delta m}$ с учетом э.д.с. сигнала:
 а/ временные диаграммы токов в эквивалентной схеме /1 - ток I_{C1} , при $E'_{\delta x} = 0$, как на рис. 42в; 2 - ток I_{C1} при $E'_{\delta x} \neq 0$ /.
 При $t \geq t_3$, ток I_{C1} равен току $I_{\mathcal{D}2}$.

На самом деле последовательно с емкостью C_1 следует включить генератор $E'_{\beta x}$ /рис. 46а/, который в интервале $t_1 \dots t_2$ дает дополнительную положительную составляющую тока

$$\frac{E'_{\beta x}}{R_k} e^{-\frac{t}{\tau_c}},$$

а в момент $t_2 + 0$ дает отрицательную составляющую $-\frac{E'_{\beta x}}{R_k}$ /рис. 46б/. Как видим, в результате ток $I_{\delta m}$ уменьшился. В разделе 2 мы не учли это уменьшение, так как величина $E'_{\beta x}$ считалась малой $|E'_{\beta x} g_k \ll I_m|$. Однако с увеличением $E'_{\beta x}$ ток $I_{\delta m}$ будет существенно уменьшаться, и это приведет к заметному ухудшению переднего фронта. Таково одно из отрицательных явлений, имеющих место при больших $E_{\beta x}$.

Второе отрицательное явление заключается в том, что входной сигнал, как было отмечено, проходит на коллектор ранее закрытого транзистора и дает ступеньку - выброс у основания переднего фронта /см. кривую U_{k2} на рис. 40/. При напряжении $E_{\beta x}$, сравнимом с E_k , эта ступенька будет иметь величину, близкую к величине выходного импульса и может нарушить правильную работу последующих узлов схемы.

Большая величина $E_{\beta x}$ оказывает заметное влияние и на задний, отрицательный фронт выходного импульса. Во-первых, естественно, увеличивается отрицательный скачок напряжения U_{k1} в момент окончания спускового импульса /рис. 40/, причем увеличение этого отрицательного скачка сокращает длительность заднего фронта. Во-вторых, может появиться положительный выброс потенциала U_{k1} в момент выхода триода T_1 из насыщения /на рис. 40 в момент t_1 /. Этот выброс объясняется тем, что при большом сигнале амперный переход запирается раньше, чем коллекторный переход выходит из насыщения; при этом повышение потенциала базы триода T_1 передается на коллектор.

Положительными эффектами при больших сигналах являются сокращение времени рассасывания и времени взаимодействия.

Первый эффект очевиден. Второй обусловлен тем, что емкость C_2 в интервале $t_2 \dots t_3$ несколько заряжается от источника E_{ex} . Поэтому положительный выброс тока в момент t_3 /стремящийся открыть триод T_I / получается меньше или может совсем отсутствовать. Однако эти положительные эффекты менее существенны, чем ухудшение переднего фронта и, поэтому, излишне больших спусковых сигналов следует избегать.

Сопротивление источника сигнала, как указывалось, желательно иметь малым, чтобы обеспечить большой входной ток. Однако, если даже поддерживать ток I_{ex} неизменным, увеличивая одновременно R_2 и E_{ex} , то увеличение E_{ex} приведет примерно к тем же отрицательным результатам, которые рассмотрены выше. Поэтому низкоомный источник выгоден, в первую очередь, с точки зрения формы и длительности переднего фронта.

Глава VI

НЕСИММЕТРИЧНЫЙ ТРИГГЕР С ЭМИТТЕРНОЙ СВЯЗЬЮ

В ламповой технике триггер с катодной связью /иногда называемый триггером Шмитта/ играет исключительную роль в

качестве формирователя прямоугольных импульсов и различителя /дискриминатора/ амплитуд.

Транзисторным аналогом этой схемы является триггер с эмиттерной связью, показанный на рис. 47.

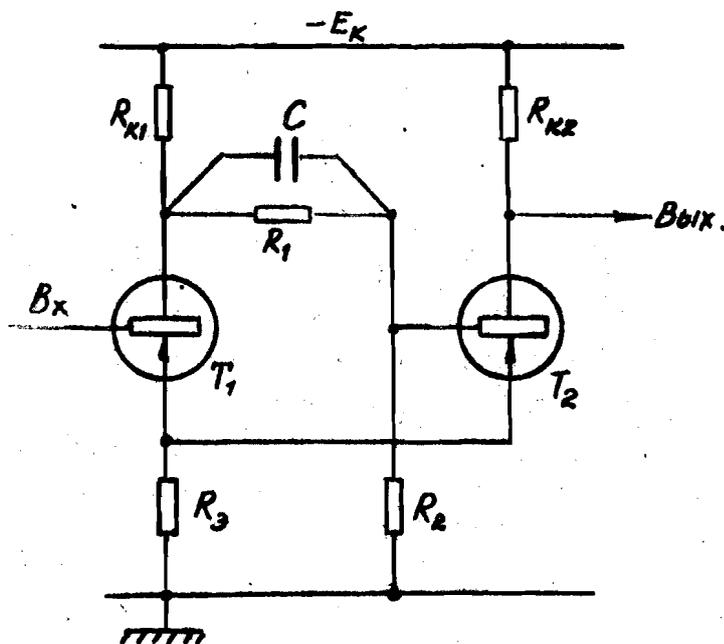


Рис. 47. Принципиальная схема триггера с эмиттерной связью.

I. Статический режим

Пусть в исходном состоянии напряжение $E_{bx} \geq 0$ и, следовательно, триод T_1 надежно заперт. При этом триод T_2 будет открыт, так как делитель $R_{k1} - R_1 - R_2$ обеспечивает отрицательное смещение на его базе. Как и

В других импульсных схемах, работа открытого транзистора в активной области не рекомендуется, если нет нелинейной обратной связи. Поэтому примем, что триод T_2 насыщен^{х/} и обозначим потенциал насыщенного триода T_2 через U_{T_2} . Пренебрегая температурным током I_{K0} в триоде T_1 и пользуясь формулой узлового напряжения /22а/, можно записать этот потенциал в следующем виде

$$U_{T_2} = \frac{E_K (g_{K_2} + g_{1-K_1})}{g_{K_2} + g_{1-K_1} + g_2 + g_3}, \quad /II6/$$

где

$$g_{1-K_1} = \frac{1}{R_1 + R_{K_1}}.$$

Величиной U_{T_2} обычно задаются, исходя из условия, обеспечивающего большое выходное напряжение /см. гл. III, раздел 6/:

$$\frac{U_{T_2}}{E_K} = \eta \ll 1. \quad /II7/$$

В то же время не следует выбирать величину U_{T_2} чрезмерно малой, так как при этом получается малое входное сопротивление схемы и, следовательно, сильно нагружается источник сигнала. При значительном сопротивлении источника сигнала малая величина U_{T_2} может вообще нарушить работу триггера /см. условие (I28) /.

Зная напряжение U_{T_2} , легко выразить токи триода T_2 :

$$I_{Э_2} = U_{T_2} g_3, \quad I_{K_2} = (E_K - U_{T_2}) g_{K_2},$$

$$I_{Б_2} = (E_K - U_{T_2}) g_{1-K_1} - U_{T_2} g_2.$$

^{х/} Если после расчета схемы мы захотим предотвратить насыщение с помощью обратной связи, достаточно соединить коллектор T_2 через диод с частью сопротивления R , /см. рис. 21/.

Теперь условия насыщения $\alpha I_{\beta 2} \geq I_{K2}$ и $\beta I_{\delta 2} \geq I_{K2}$ приводят к следующим соотношениям:

$$\alpha \gamma g_2 \geq (1-\gamma) g_{K2}, \quad /II8a/$$

$$\beta [(1-\gamma) g_{1-K1} - \gamma g_2] \geq (1-\gamma) g_{K2}. \quad /II8б/$$

В этих неравенствах знак равенства подразумевает наиболее неблагоприятные значения параметров (α_{\min} , γ_{\min} , $(g_{K2})_{\max}$ и т.д.), когда можно положить степень насыщения равной нулю.

Задаваясь ^{x/} величиной g_{K2} , получаем из формулы /II8a/:

$$g_2 \geq g_{K2} \frac{1-\gamma}{\gamma} \quad \text{или} \quad R_2 \leq R_{K2} \frac{\gamma}{1-\gamma}, \quad /II9/$$

где знак равенства соответствует наиболее неблагоприятному сочетанию величин.

Расчет остальных параметров схемы требует наличия дополнительных соотношений, которые будут выведены позднее.

Сделаем теперь напряжение $E_{\beta x}$ отрицательным и начнем увеличивать его модуль. Очевидно, что до тех пор, пока $E_{\beta x} < U_{T2}$, триод T_1 остается запертым и никаких изменений в схеме не происходит.

При $E_{\beta x} = U_{T2}$ триод T_1 находится на границе отпирания. Если э.д.с. $E_{\beta x}$ хотя бы немного превысит напряжение U_{T2} , появится ток I_{K1} .

Пренебрежем пока наличием ускоряющей емкости C . Тогда ток I_{K1} частично пойдет через сопротивление R_{K1} , а частично - через сопротивление R_1 в базу триода T_2 . Если триод T_2 был на границе насыщения, он сразу же

^{x/} Критерии для выбора сопротивления R_{K2} рассмотрены в разделе 7.

начнет запирается; если была обеспечена некоторая начальная степень насыщения, то запираение начнется не сразу, а тогда, когда исходный ток I_{B2} уменьшится до величины I_{Bn} , соответствующей границе насыщения.

В последнем случае потребуются некоторый конечный ток I_{K1} и конечное напряжение (U_{B2}), для того чтобы триод T_2 вышел из насыщения и началась регенерация. Однако необходимое напряжение (U_{B2}), столь мало, что можно с полным правом считать напряжением срабатывания триггера, при котором начинается регенерация, величину

$$U_{cp} = U_{Te} \quad /120/$$

Не останавливаясь сейчас на переходном процессе, констатируем, что правильно рассчитанный триггер в результате регенерации опрокинется во второе устойчивое состояние: триод T_2 запрется, а триод T_1 откроется до насыщения. Поскольку мы считаем источник E_{Bx} генератором э.д.с. / $R_2 \approx 0$ /, то потенциал базы U_{B1} во время и после переброса остается равным $E_{Bx} \approx U_{Te}$. Следовательно, потенциал U_{T1} насыщенного триода T_1 после переброса равен этой же величине: $(U_{T1})_0 = U_{Te}$ ^{x/}, а токи триода равны:

$$(I_{B1})_0 = U_{Te} g_2; \quad (I_{K1})_0 \approx (E_K - U_{Te}) g_{K1}$$

На самом деле ток $(I_{K1})_0$ будет несколько меньше за счет тока, поступающего из цепи $R_1 - R_2$. Однако, как и в симметричном триггере, мы пренебрежем этим компонентом, чтобы обеспечить некоторый запас надежности в условиях насыщения.

Условие насыщения триода T_1 по эмиттеру имеет вид, аналогичный /118а/:

$$\alpha g_2 \geq (1 - \beta) g_{K1} \quad /121/$$

x/ Строго говоря, потенциал эмиттеров после скачка в о з р а с т а е т на величину напряжения на эмиттерном переходе открывшегося триода T_1 , т.е. на $0,1 + 0,2$ в.

Выражение /121/ в сочетании с выражением /119/ дает:

$$g_{K1} \approx g_{K2} \quad \text{или} \quad R_{KF} \approx R_{K2} \quad /122/$$

Для гарантии лучше делать сопротивление R_{K1} больше R_{K2} , чтобы триод T_1 после переброса триггера был надежно насыщен. Однако неравенство

$$g_K < g_{K2} \quad \text{или} \quad R_{K1} > R_{K2} \quad /123/$$

не должно быть сильным, так как с уменьшением g_{K1} /увеличением R_{K1} / будет расти степень насыщения N_1 , а значит, и время рассасывания. Кроме того, как увидим ниже, большая величина R_{K1} затягивает процесс перезарядки емкости C после обратного опрокидывания триггера и, тем самым, усиливает вредное влияние динамического смещения.

Теперь выведем условие, при котором насыщенное состояние триода T_1 обеспечивает запираание триода T_2 . Для этого нам придется учесть температурный ток I_{K0} в базе запертого триода T_2 .

Запишем напряжение между базой и эмиттером триода T_2 с учетом знаков потенциалов и считая триод T_1 точкой с потенциалом E_{Bx} :

$$\begin{aligned} U_{\delta 2} - U_{\epsilon 2} &= \left(-E_{Bx} \frac{R_2}{R_1 + R_2} - I_{K0} R_1 // R_2 - (-E_{Bx}) \right) = \\ &= R_1 // R_2 \left(\frac{E_{Bx}}{R_2} - I_{K0} \right). \end{aligned} \quad /124a/$$

Максимальное значение этого напряжения получается при $I_{K0} = 0$ и $(E_{Bx})_m$:

$$(U_{\delta 2})_m = (E_{Bx})_m \frac{R_1}{R_1 + R_2} \quad /124b/$$

Триод T_2 должен быть заперт при максимальном токе $(I_{K0})_m$ и минимальном сигнале $E_{Bx} = U_{cp} = U_{T2}$, так как в противном случае произойдет

Далее, из исходных данных имеем

$$U_{\min} = \frac{2}{12} \approx 0,16; \quad \alpha_{\min} = 0,94; \quad \beta_{\min} \approx 15.$$

Теперь из формулы /119/ получаем $(R_3)_{\max} = 0,82$ ком.
Нужно взять номинал

$$R_3 = 0,86 \text{ ком } \pm 10\%.$$

Для сопротивления R_{K1} , согласно /123/, примем ближайший к R_{K2} больший номинал:

$$R_{K1} = 2,2 \text{ ком } \pm 10\%.$$

Принимая запас по отсечке $\mathcal{X} = 2$, получим из /125/ максимальное значение $(R_2)_{\max} = 10$ ком и берем

$$R_2 = 8,2 \text{ ком } \pm 10\%.$$

Теперь, подставляя в /126а/ значения $(g_2)_{\min}$; $(g_{K2})_{\max}$; U_{\min} , β_{\min} , получим $(g_{1-K1})_{\min} = 0,055$ /ком, откуда, согласно /126б/, $(R_1)_{\max} \approx 16$ ком и, следовательно,

$$R_1 = 18 \text{ ком } \pm 10\%.$$

Поскольку все параметры рассчитаны для "наихудших" условий, то в "номинальных", а тем более в "наилучших" условиях напряжение U_{T2} будет отличаться от принятой величины 2 в, а степени насыщения триодов будут отличны от нуля.

Пусть, например, в рассчитанном триггере все величины имеют номинальные значения. Тогда из формулы /116/ получаем:

$$U_{T2} = 1,63 \text{ в.}$$

Вычисляя токи I_{K2} и I_{D2} , из соотношения $\beta I_{D2} = (N_2 + 1) I_{K2}$, найдем исходную степень насыщения триода T_2 :

$$N_2 = 0,88.$$

Наконец, вычисляя токи I_{K1} и I_{D1} при $E_{bX} = U_{T2} = 1,63$ в, найдем степень насыщения триода T_1 непосредственно после переброса:

$$N_1 = 2,75.$$

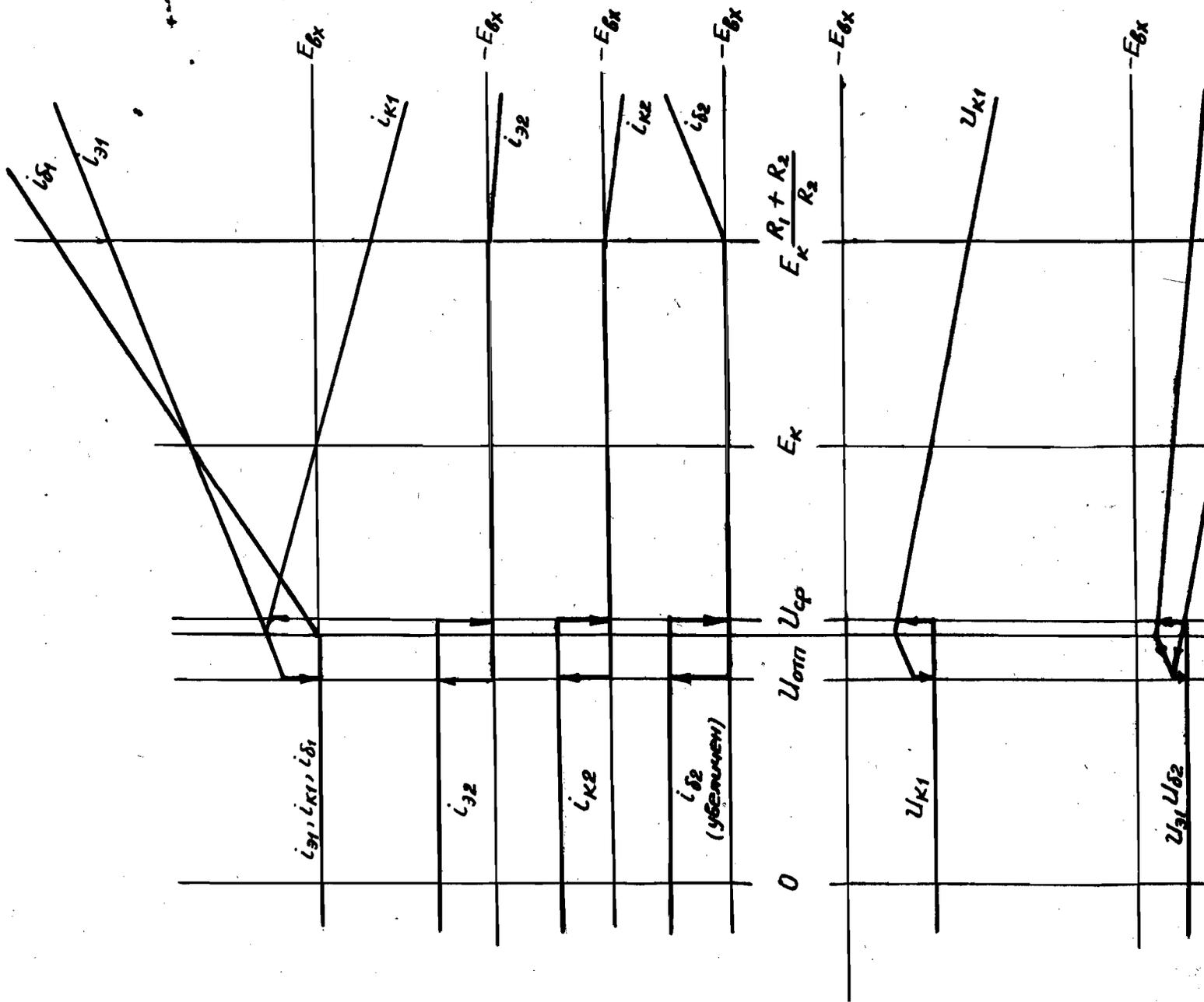
Как видим, расчет на наихудшие условия может привести к значительным степеням насыщения. Поэтому обычно лучше вести расчет по номинальным величинам с последующей экспериментальной подгонкой.

2. Статический рабочий цикл

Будем увеличивать входное напряжение $E_{вх}$ и, тем самым, потенциал $U_{Т1}$ транзистора T_1 . Тогда поведение схемы будет описываться кривыми, показанными на рис. 48. Ток коллектора $I_{К1}$ уменьшается, а ток эмиттера $I_{Э1}$ растет; соответственно увеличивается степень насыщения N_1 . Ток базы $I_{Б1}$ - входной ток схемы - можно вычислять как разность токов эмиттера и коллектора. Транзистор T_2 остается запертым, так как $U_{Э2} = U_{Т1}$, а $U_{Б2} = U_{Т1} \frac{R_2}{R_1 + R_2} < U_{Т1}$.

Первой "особой" точкой рабочего цикла будет точка, соответствующая напряжению $E_{вх} = E_K$. При этом ток коллектора $I_{К1}$ делается равным нулю. Практически это произойдет несколько раньше [при $E_{вх} < E_K$], благодаря наличию тока из цепи $R_1 - R_2$, которым мы пренебрегли. При дальнейшем увеличении $E_{вх}$ ток $I_{К1}$ делается отрицательным. Это значит, что оба $p - n$ перехода работают в прямом направлении, а ток базы равен а р и ф м е т и ч е с к о й сумме токов $I_{Э1}$ и $I_{К1}$.

Заметим, что напряжение $E_{вх} \geq E_K$ возможно не во всякой схеме, а только в тех случаях, когда входные импульсы поступают либо от схемы с более высоковольтным питанием, либо с обмотки трансформатора. Однако для общности мы продолжим рассмотрение работы триггера в этом диапазоне, тем более, что здесь происходит весьма специфическое явление.



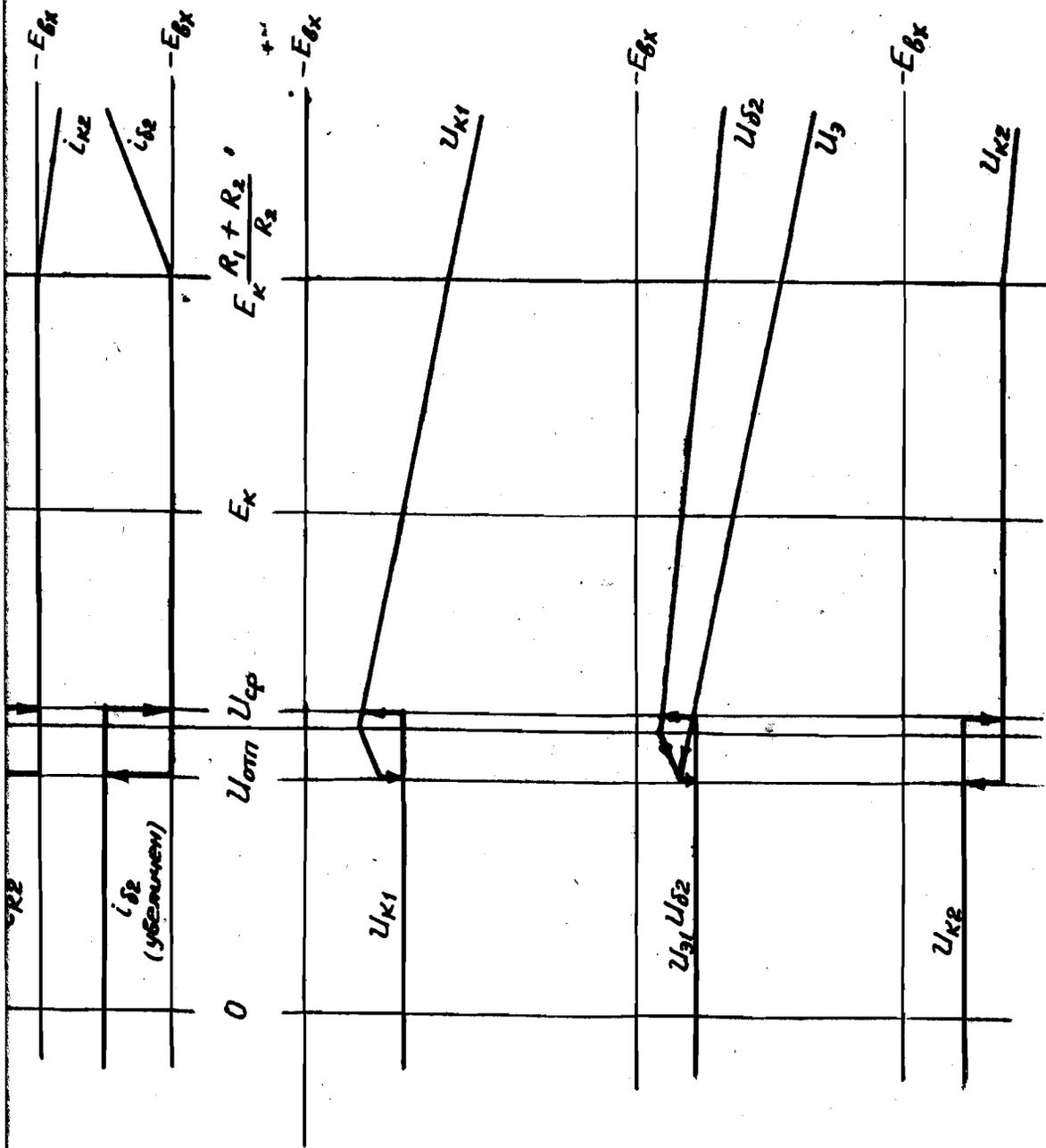


Рис. 48. Зависимость токов и напряжений в трансформаторе от величины входной э.д.с. /статический рабочий цикл/

А именно, при $E_{вх} = E_k \frac{R_1 + R_2}{R_2}$ получается вторая "особая" точка цикла. В этой точке /если считать $I_{к0} = 0$ / потенциал базы второго триода делается равным потенциалу коллектора:

$$U_{б2} = E_{вх} \frac{R_2}{R_1 + R_2} = E_k = U_{к2}$$

При дальнейшем увеличении сигнала коллекторный переход триода T_2 начинает работать в прямом направлении, инжектируя носители в базу. Начиная с этого момента, потенциал базы $U_{б2}$ оказывается практически равным потенциалу коллектора $U_{к2}$. Эти потенциалы легко найти по формуле узлового напряжения /22а/:

$$U_{б2} \approx U_{к2} = \frac{E_{вх} g_1 + E_k g_{к2}}{g_1 + g_{к2}}$$

Так как напряжение $(U_{б2})_2$ на эмиттерном переходе триода T_2 остается отрицательным, то, следовательно, триод T_2 при напряжении $E_{вх} > E_k \frac{R_1 + R_2}{R_2}$ работает в инверсном включении. При этом токи триода равны:

$$I_{к2} = -(E_k - U_{к2}) g_{к2},$$

$$I_{э2} = \alpha_T I_{к2},$$

где $U_{к2}$ и E_k - абсолютные величины.

Ток $I_{э2}$ протекает через эмиттерный переход триода T_1 в его базу и дополнительно увеличивает входной ток схемы.

При уменьшении входного сигнала $E_{вх}$ мы последовательно проходим через обе описанные "особые" точки в обратном направлении и приближаемся к порогу срабатывания. Из общих соображений следует ожидать, что напряжение

обратного переброса /напряжение отпускания/ будет отличаться от напряжения срабатывания, так как для рабочего цикла любого триггера характерна "гистерезисная петля".

Действительно, при $\alpha > 1$ условие /125/ гарантирует надежное запираание триода T_2 при $E_{вх} = U_{ср}$. Чтобы отпереть триод, нужно довести напряжение $(U_{эб})_2$ до нуля. Для этого нужно сделать $E_{вх} < U_{ср}$. При этом триод T_I работает уже в активной области, так как при $E_{вх} < U_{ср} = U_{т2}$ триод T_I быстро выходит из насыщения.

Для ненасыщенного триода T_I можно записать

$$I_{э1} = E_{вх} g_э; \quad I_{к1} = \alpha I_{э1}; \quad U_{к1} = E_k - I_{к1} R_{к1}$$

Учитывая, что $U_{э2} = E_{вх}$, $U_{э2} = U_{к1} \frac{R_2}{R_1 + R_2}$ и полагая $(U_{эб})_2 = 0$, найдем соответствующее значение $E_{вх}$, которое и является НАПРЯЖЕНИЕМ ОТПУСКАНИЯ:

$$U_{отп} = E_k \frac{R_2}{R_1 + R_2 (1 + \alpha g_э R_{к1})}$$

Подставляя $\alpha g_э R_{к1}$ из выражения /121/, получим:

$$U_{отп} \approx E_k \frac{R_2}{R_1 + \beta R_2} = \frac{U_{т2}}{1 + \beta \frac{R_1}{R_2}} \quad /127/$$

Как видим, $U_{отп} < U_{т2} = U_{ср}$.

После отпирания триода T_2 при $E_{вх} \leq U_{отп}$ оба транзистора оказываются в активной области. В результате регенерации происходит опрокидывание триггера в исходное состояние, которое рассмотрено в разделе I.

Статический рабочий цикл на рис. 48 построен для того случая, когда источник сигнала является генератором э.д.с., т.е. когда $R_2 = 0$.

Если $R_2 \neq 0$, то рабочий цикл изменится, так как в этом случае потенциал триода T_I не будет равен $E_{вх}$, а должен определяться по формуле узлового напряжения с учетом проводимостей $g_э$, $g_{к1}$, $g_э$ и, строго говоря, g_{1-2} , хотя последняя обычно мала /потому выше мы пренебрегали током в цепи $R_1 - R_2$ /.

Однако не обязательно производить расчет рабочего цикла заново для каждого значения R_2 . Удобнее применить графический метод. В этом методе используются кривые рабочего цикла, построенные для того случая, когда на входе задается не напряжение $E_{\delta x} = U_{\delta 1}$, как на рис. 48, а ток $I_{\delta x} = I_{\delta 1}$. В этом случае кривые, как можно показать, не имеют "гистерезисных петель", а имеют участки с отрицательным сопротивлением /рис. 49/.

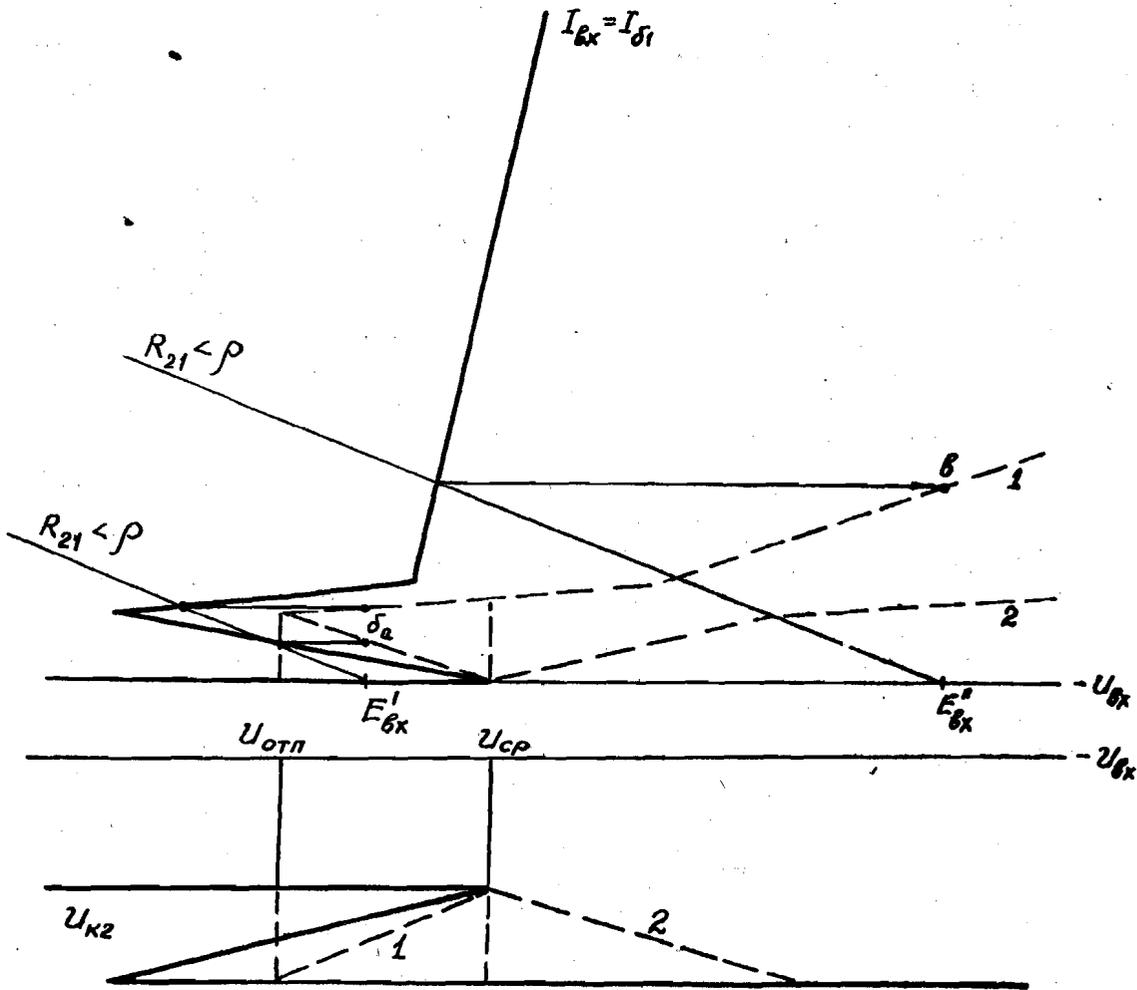


Рис. 49. Графическое построение рабочего цикла при заданном сопротивлении источника сигнала R_2 /кривые 1 и 2/ по кривым, снятым при генераторе тока на входе /сплошные линии/.

1/ $R_2 < \rho$ /выполнено условие триггерного режима /128/;
 2/ $R_2 > \rho$ /условие триггерного режима не выполняется; при изменении входного сигнала отсутствуют скачки/.

Эти кривые при любом значении R_2 можно использовать следующим образом. На оси $U_{\delta x}$ в входной характеристике /кривая $I_{\delta 1}$ / откладываем величину $E_{\delta x}$ и проводим прямую с наклоном, соответствующим сопротивлению R_2 . В точке пересечения получаем значение тока $I_{\delta 1}$ и откладываем его над абсциссой $E_{\delta x}$. Одновременно получаем значения всех остальных величин. Изменяя величину $E_{\delta x}$ от нуля до максимума и обратно, строим таким образом, точка за точкой, рабочий цикл для данного сопротивления R_2 /штриховые линии на рис. 49/. В частности, при $R_2 = 0$ получим кривые, показанные на рис. 48.

Нетрудно заметить, что скачки токов и напряжений получатся только при достаточно малом сопротивлении R_2 , меньшем модуля отрицательного сопротивления ρ на участке "x-y" кривой $I_{\delta 1}$.

Вычислим эту критическую величину, считая участок "x-y" линейным. Очевидно, что

$$\rho = \left| \frac{dU_{\delta 1}}{dI_{\delta 1}} \right| = \frac{(U_{\delta 1})_y - (U_{\delta 1})_x}{(I_{\delta 1})_x - (I_{\delta 1})_y}$$

Подставляя сюда

$$(U_{\delta 1})_y = U_{cp} = U_{T2}, \quad (U_{\delta 1})_x = U_{отп} = \frac{U_{Te}}{1 + \eta \frac{R_1}{R_2}},$$

$$(I_{\delta 1})_x = I_{\delta 1} (1 - \alpha) \approx U_{отп} g_2 (1 - \alpha)$$

и полагая $(I_{\delta 1})_y \approx 0$, получим УСЛОВИЕ ТРИГГЕРНОГО РЕЖИМА :

$$R_2 < \rho = (1 + \beta) R_2 \eta \frac{R_1}{R_2} \quad /128/$$

При тех номинальных параметрах, которые приведены в расчетном примере раздела I, это условие дает

$$R_2 < 1,85 \text{ ком.}$$

Условие /128/ должно соблюдаться при самом неблагоприятном сочетании параметров, с учетом влияния температуры на коэффициент β .

При несоблюдении условия /128/ гистерезисная петля исчезает и все величины в схеме меняются плавно, т.е. она перестает быть триггером.

Так как сопротивление реальных источников сигнала не может быть сколь угодно малым, то, как следует из /128/, нежелательны слишком малые величины β , R_3 , R_1 . Кроме того, как видим, нельзя выбирать произвольно малую величину потенциала $U_{T2} = \eta E_K$.

3. Работа триггера в режиме формирования

В режиме формирования на вход триггера поступает напряжение, изменяющееся медленно по сравнению со скоростью опрокидывания. Часто, например, входное напряжение является синусоидальным; тогда временные диаграммы схемы имеют вид кривых на рис. 50.

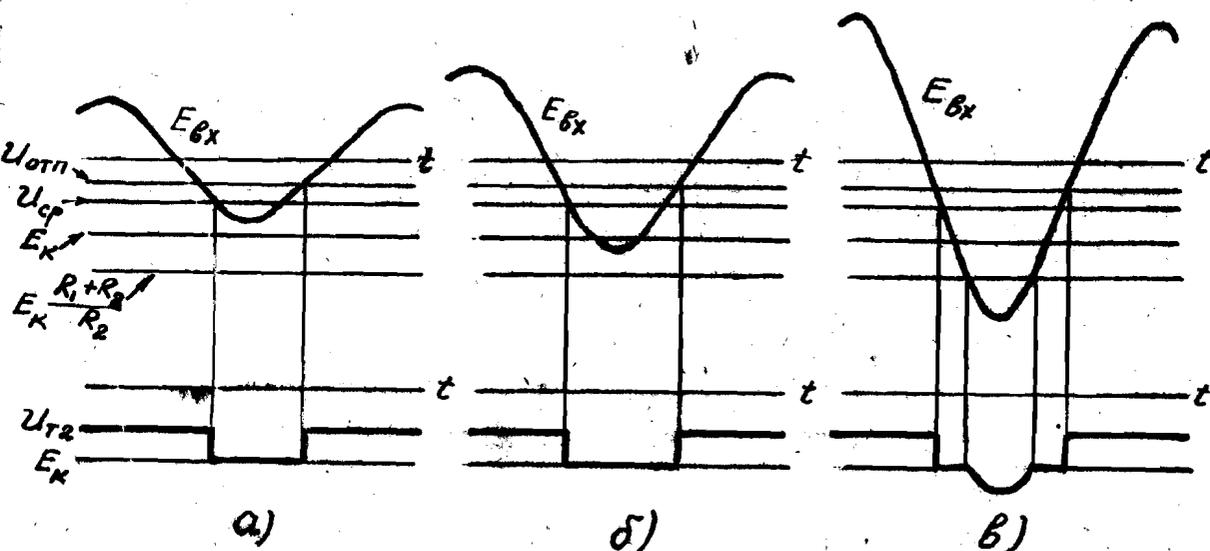


Рис. 50. Временные диаграммы в режиме формирования при разных величинах входного синусоидального напряжения: а, б - входной сигнал достаточно мал и не вызывает инверсного отпираания триода T_2 ; в - входной сигнал велик; триод T_2 на некоторое время отпирается в инверсном включении; выходной импульс искажается.

Типичной иллюстрацией формирования являются рис. 50а, б. Здесь выходные импульсы имеют четкую прямоугольную форму и неизменную величину, независимо от амплитуды входного сигнала, если последняя превышает напряжение срабатывания.

Если амплитуда входного сигнала превышает напряжение $E_K \frac{R_1 + R_2}{R_2}$, то, в связи с инверсным отпиранием триода T_2 , выходной импульс оказывается искаженным: вершина синусоидального сигнала частично проходит на выход /рис. 50в/. В тех сравнительно редких случаях, когда нельзя избежать таких больших входных сигналов, искажение импульсов можно предотвратить с помощью диодных фиксаторов, включаемых между коллектором или базой триода T_2 и шиной E_K /или точкой с несколько меньшим потенциалом, полученным с помощью делителя/. Если источник сигнала имеет значительное сопротивление, то фиксацию можно осуществить и на входе — на базе триода T_1 .

Временные диаграммы на рис. 50 изображены для того случая, когда ускоряющая емкость $C = 0$ и, следовательно, соответствуют кривым статического рабочего цикла /рис. 48/.

При небольшой частоте формируемого сигнала /точнее при скорости изменения сигнала, значительно меньшей скорости опрокидывания триггера/ пренебрежение влиянием емкости C вполне оправдано. При высоких частотах процесс формирования осложняется, так как нужно учитывать переходные процессы в триггере, в частности, влияние ускоряющей емкости.

4. Работа триггера в режиме различителя /дискриминатора/ амплитуд

В режиме дискриминации характерным входным сигналом является импульс с крутыми фронтами. Для простоты будем считать, что поступают прямоугольные импульсы.

Различение амплитуд обусловлено тем, что на базу триода T_1 задается начальное смещение $E_0 < U_{cp}$, которое можно менять /рис. 51/.

На это смещение накладывается входной импульс, поступающий через разделительную емкость C_1 достаточно большой величины^{x/}.

Если $E_{вх} > (U_{cp} - E_0)$ /имеются в виду абсолютные величины/, то триггер сработает и даст выходной импульс.

Если $E_{вх} < (U_{cp} - E_0)$ выходного импульса не будет. Меняя E_0 , можно, таким образом, проанализировать амплитудный спектр входных импульсов.

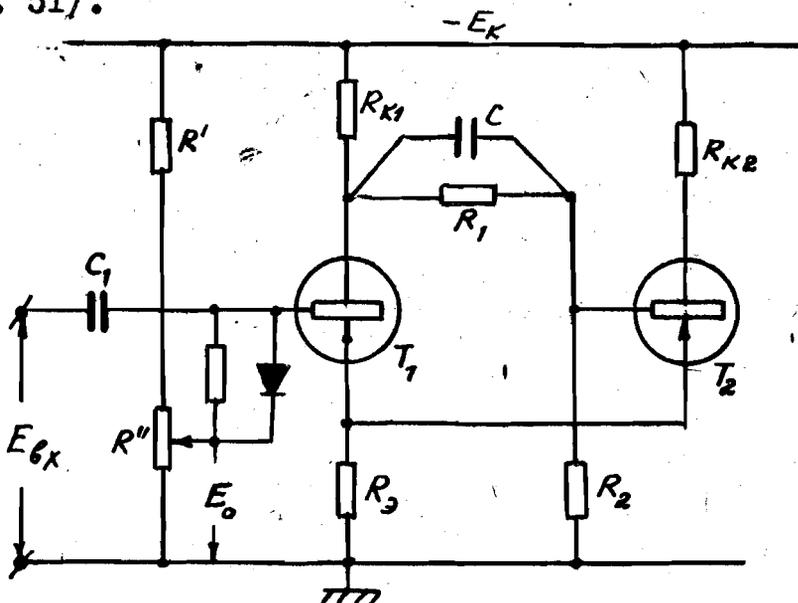


Рис. 51. Принципиальная схема триггера в режиме различения /дискриминации/ амплитуд импульсов. Диод предотвращает зарядку разделительной емкости.

На рис. 52 показаны временные диаграммы такого анализатора для нескольких типичных случаев. Заметим, что при чересчур больших входных импульсах амплитуда выходных импульсов увеличивается из-за описанного ранее инверсного отпираания триода T_2 .

До сих пор мы считали, что смещение $E_0 < U_{cp}$ /абсолютные величины/ и, следовательно, входные импульсы имеют отрицательную полярность.

^{x/} Эту емкость следует выбирать из условия:

$$C_1 \cdot R_{к1} \parallel R_3 \parallel R_2 \gg T_{имп}$$

с тем, чтобы она практически не заряжалась за время действия импульса и не давала дополнительного смещения на базе триода T_1 .

Различение амплитуд обусловлено тем, что на базу триода T_1 задается начальное смещение $E_0 < U_{cp}$, которое можно менять /рис. 51/.

На это смещение накладывается входной импульс, поступающий через разделительную емкость C_1 достаточно большой величины^{x/}.

Если $E_{вх} > (U_{cp} - E_0)$ /имеется в виду абсолютные величины/, то триггер сработает и даст выходной импульс.

Если $E_{вх} < (U_{cp} - E_0)$

выходного импуль-

са не будет. Меняя E_0 , можно, таким образом, проанализировать амплитудный спектр входных импульсов.

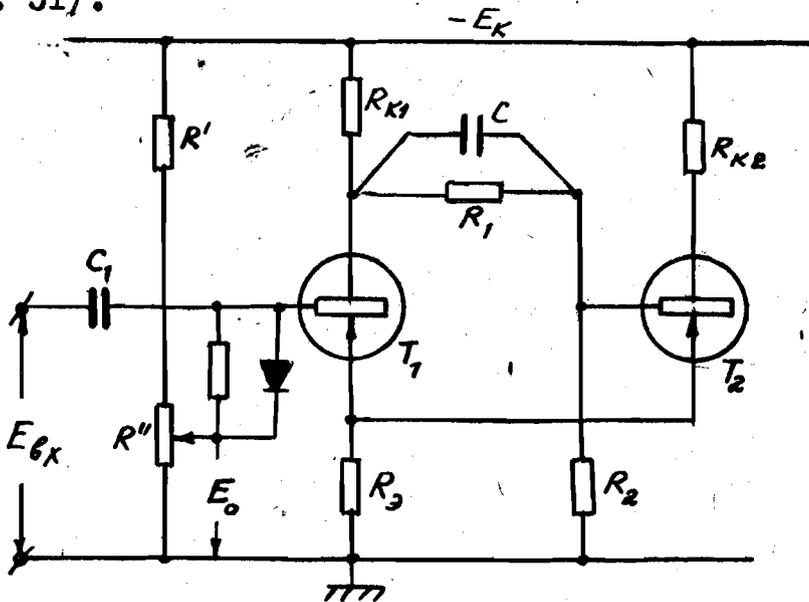


Рис. 51. Принципиальная схема триггера в режиме различения /дискриминации/ амплитуд импульсов. Диод предотвращает зарядку разделительной емкости.

На рис. 52 показаны временные диаграммы такого анализатора для нескольких типичных случаев. Заметим, что при чересчур больших входных импульсах амплитуда выходных импульсов увеличивается из-за описанного ранее инверсного отпирания триода T_2 .

До сих пор мы считали, что смещение $E_0 < U_{cp}$ /абсолютные величины/ и, следовательно, входные импульсы имеют отрицательную полярность.

^{x/} Эту емкость следует выбирать из условия:

$$C_1 \cdot R_{k1} \parallel R_3 \parallel R_2 \gg T_{имп}$$

с тем, чтобы она практически не заряжалась за время действия импульса и не давала дополнительного смещения на базе триода T_1 .

Однако возможен и другой вариант, когда $E_0 > U_{ср}$ и поступают положительные импульсы. Этот вариант нередко оказывается предпочтительным, так как триод T_1 во время действия импульса запирается и не нагружает своим базовым током источник сигнала. Исходным состоянием в этом варианте будет запертый триод T_2 и насыщенный триод T_1 . Опасность инверсного отпирания триода T_2 , разумеется, исключается.

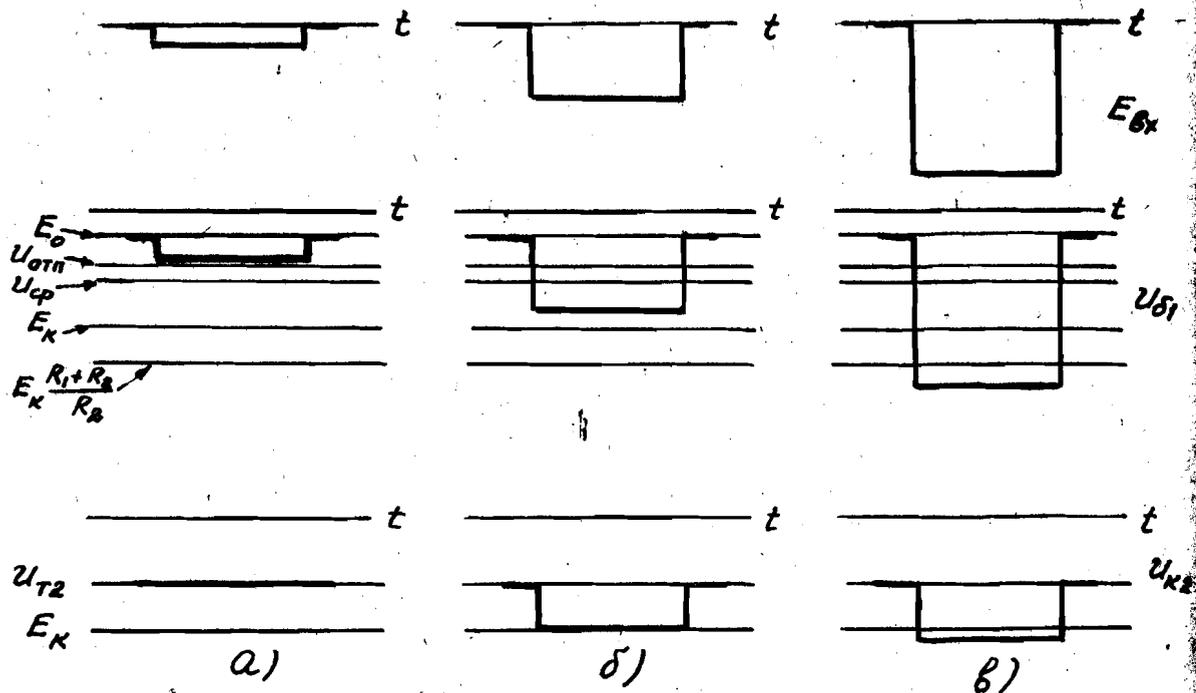


Рис. 52. Временные диаграммы в режиме дискриминации при разных величинах входных импульсов:
 а/ входной импульс недостаточен для срабатывания;
 б/ входной импульс регистрируется при стандартной величине выходного импульса;
 в/ входной импульс регистрируется, но величина выходного импульса превышает стандартную за счет инверсного отпирания триода T_2 .

Для работы дискриминатора весьма существенной является стабильность напряжений срабатывания и отпущения. Остановимся на этом вопросе подробнее.

Напряжение срабатывания равно исходному потенциалу насыщенного триода T_2 и, согласно /116/, изменяется пропорционально напряжению питания $E_к$ так же, как и смещение E_0 , задаваемое делителем /рис. 51/. Поэтому

неизменность уровня дискриминации $|U_{cp} - E_0|$ нужно обеспечить, прежде всего, путем стабилизации напряжения питания. Тем самым будет стабилизировано и напряжение отпущения $U_{отп}$, которое, согласно /127/, пропорционально величине $U_{cp} = U_{те}$.

При постоянном напряжении E_k источником нестационарности будут только изменения температуры и динамические смещения.

Влияние последних будет рассмотрено в следующих разделах в связи с переходными процессами.

Что касается температуры, то ее влияние осуществляется в первую очередь через изменения токов $I_{к0}$ в запертом триоде и напряжения $U_{зс}$ в открытом триоде. Так как учет этих величин усложнил бы анализ, проведенный в разделах I и 2, мы ограничимся экспериментальными данными /для германиевых триодов/, приведенными на рис. 53. Из этих зависимостей можно сделать следующие выводы.

Напряжение срабатывания U_{cp} растет с температурой, особенно сильно при $t^\circ > 50^\circ$. Изменения ΔU_{cp} в диапазоне $20^\circ + 60^\circ$ составляют несколько десятых долей вольта.

Напряжение отпущения $U_{отп}$ также растет с температурой, но более медленно, чем напряжение срабатывания, что отчасти объясняется структурой формулы /127/.

Таким образом, при малом уровне дискриминации $|U_{cp} - E_0|$ и значительных изменениях температуры,

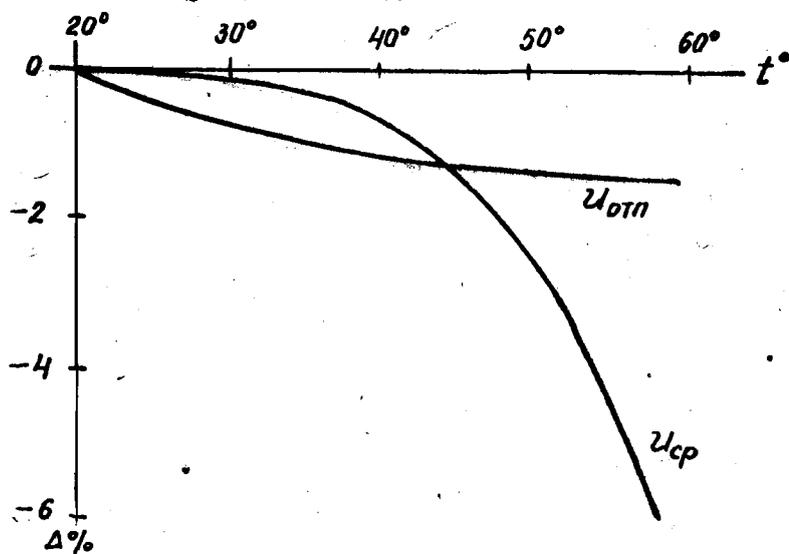


Рис. 53. Зависимость напряжений срабатывания и отпущения от температуры.

относительные колебания этого уровня будут весьма большими.

В этом случае можно применить термостабилизацию, включая элемент с отрицательным температурным коэффициентом /например, полупроводниковый диод/ параллельно сопротивлению R' /рис. 51/.

5. Переходный процесс при срабатывании

Мы уже знаем, что в зависимости от назначения триггера, на его вход могут поступать как импульсы с крутыми фронтами, так и плавно меняющиеся сигналы. Рассмотрим переходный процесс для случая импульсного сигнала, так как это внесет большую определенность в исходные условия при анализе переброса. Кроме того, будем считать, как и до сих пор, что источник сигнала имеет достаточно малое сопротивление, т.е. является генератором э.д.с.

Итак, пусть на вход схемы рис. 47, находящейся в исходном состоянии подана ступенька напряжения $E_{вх1} > U_{ср} = U_{Т2}$ /рис. 54/. Это напряжение через открывшийся эмиттерный переход триода T_I поступит в узловую точку \mathcal{E} , потенциал которой до сих пор был равен $U_{Т2}$, и сделает ее потенциал равным примерно $E_{вх1}$. Входной ток определится суммой всех проводимостей, сходящихся в данную точку:

$$I_{вх} = (E_{вх1} - U_{Т2})g_{вх} = (E_{вх1} - U_{Т2})(g_3 + g_{к1} + g_2 + g_{к2}). \quad (129)$$

При этом мы считаем сопротивление R_1 "закороченным" емкостью C .

Ток $I_{вх}$, будучи базовым током отпиррающегося триода T_I , определяет нарастание тока $I_{к1}$ с начальной скоростью $I_{вх}/\tau_{\alpha}$. Ток $I_{к1}$ почти полностью пойдет через емкость C в низкоомную цепь базы насыщенного триода T_2 и наложится на и с х о д н ы й скачок тока, равный

$$\Delta I_{\delta 2}(0) = (E_{вх1} - U_{Т2})(g_{к1} + g_2) = I_{вх} \frac{g_{к1} + g_2}{g_{к1} + g_2 + g_3 + g_{к2}}$$

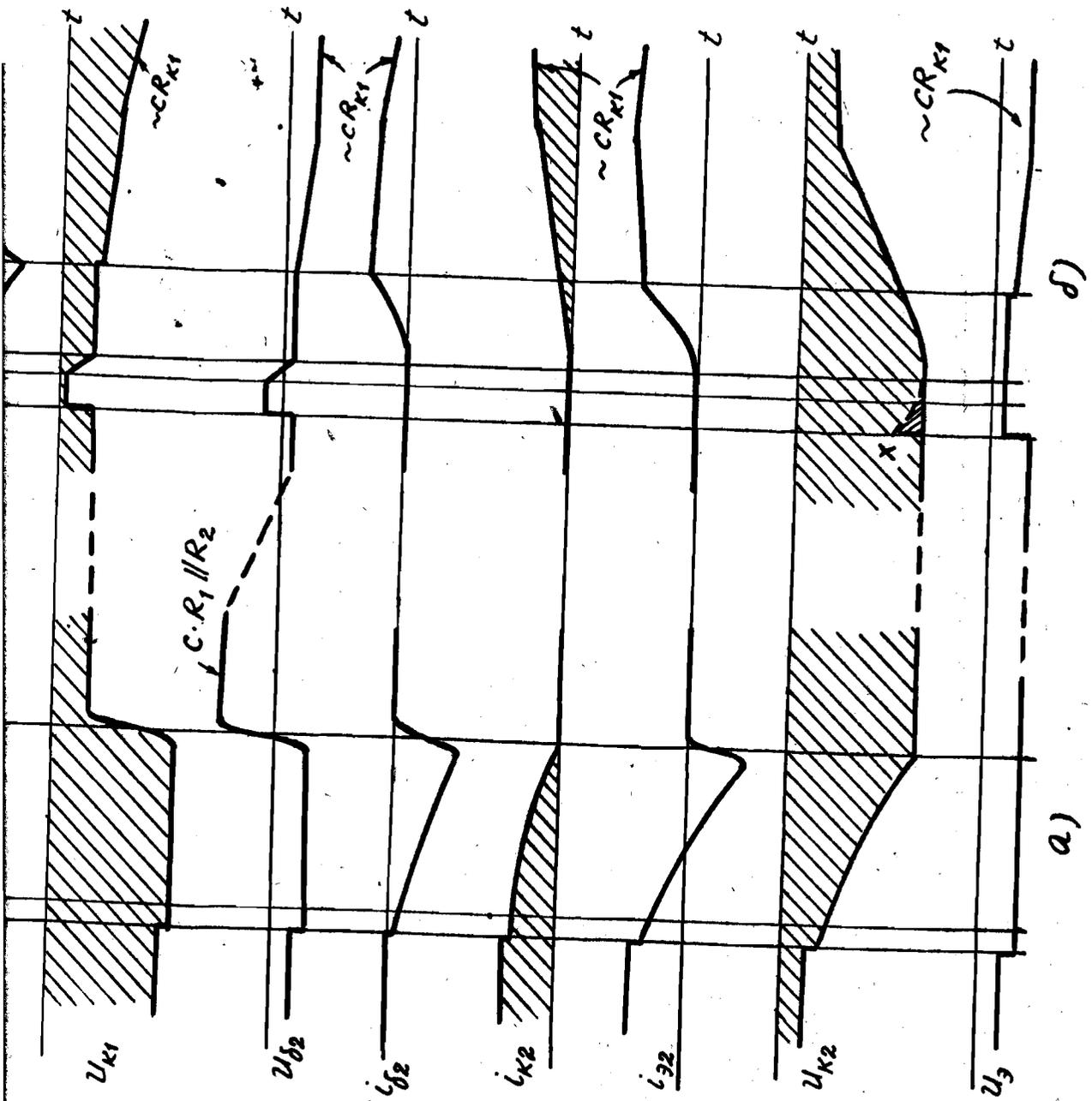


Рис. 54. Временные диаграммы процессов срабатывания / левая половина / и отпущения триггера / правая половина /.

и обусловленный изменением потенциала $\Delta U_{T_2} = F_{\beta x} - U_{T_2}$.

Таким образом ЭТАП РАССАСЫВАНИЯ носителей в базе триода T_2 происходит не под действием не изменяющегося запирающего тока базы, как было в симметричном триггере, а под действием меняющегося тока

$$\Delta I_{\delta_2}(t) = \Delta I_{\delta_2}(0) + I_{\beta x} \frac{t}{\tau_{\alpha}},$$

изображение которого имеет вид

$$\Delta I_{\delta_2}(p) = \Delta I_{\delta_2}(0) + \frac{I_{\beta x}}{p\tau_{\alpha}}. \quad /130/$$

Для анализа этого случая воспользуемся упрощенным выражением /466/. Подставим в него в качестве тока $I_{\delta_2}(p)$ ток^{x/}

$$I_{\delta_2}(-0) - \Delta I_{\delta_2}(p) = I_{\delta_2}(+0) - \frac{I_{\beta x}}{p\tau_{\alpha}},$$

где $I_{\delta_2}(-0)$ и $I_{\delta_2}(+0)$ - базовые токи триода T_2 до и после поступления входного импульса.

В получившемся изображении отбросим член 3-го порядка и перейдем к оригиналу. Полагая

$$Q(0) = I_{\delta_2}(-0)\tau \quad \text{и} \quad Q(t_p) = Q_0, \quad /см. (15) /,$$

получим квадратное уравнение относительно времени рассасывания. Решая это уравнение с учетом соотношения /16/ и считая

$$I_{\beta x}\tau \gg I_{\delta_2}(+0)\tau_{\alpha},$$

^{x/} Следует иметь в виду, что индекс "2" имеет разный смысл в формулах /466/ и /130/. В первой он обозначает запирающий ток, во второй - номер триода.

найдем время рассасывания в следующем виде

$$t_p \approx \tau_\alpha \frac{\Delta I_{\delta_2}(0)}{I_{6x}} \left(\sqrt{1 + \frac{2N_2 I_{K1} R_2}{\beta \Delta I_{\delta_2}(0)} \frac{I_{6x}}{\Delta I_{\delta_2}(0)} \frac{\tau_\alpha}{\tau_\alpha}} - 1 \right). \quad /131/$$

Когда второе слагаемое под корнем меньше единицы, т.е. при малой степени насыщения или сильном сигнале выражение /131/ переходит в формулу /836/ для случая постоянного запирающего сигнала. Это совпадение объясняется тем, что при указанных условиях ток I_{K1} не успевает существенно возрасти за время t_p и рассасывание происходит в основном под действием начального скачка тока $\Delta I_{\delta_2}(0)$.

По окончании рассасывания в момент t_p /рис. 54/, оба триода находятся в активной области и начинается СТАДИЯ РЕГЕНЕРАЦИИ. Для анализа этой стадии применим тот же метод, который использован в гл. IV, раздел 4. А именно, будем считать, что ток I_{K1} продолжает изменяться по линейному закону под действием сигнала I_{6x} и, кроме того, дополнительно изменяется под действием тока обратной связи. Последний, вообще говоря, является лишь частью приращения ΔI_{δ_2} , ответвляющейся в цепь базы первого триода. Однако, поскольку мы приняли на входе источник э.д.с. $/R_2 \approx 0/$, то практически весь ток ΔI_{δ_2} пойдет в базу T_1 , минуя сопротивление R_2 . Далее, пренебрегая зарядкой емкости C за время регенерации, можно считать, что все приращение тока ΔI_{K1} идет в базу триода T_2 .

Таким образом, изображения токов на данной стадии запишутся в следующем виде:

$$\Delta I_{K1}(p) \approx \frac{I_{6x} + \Delta I_{\delta_2}(p)}{p\tau_\alpha},$$

$$\Delta I_{\delta_2}(p) \approx \Delta I_{K1},$$

$$\Delta I_{\delta_2}(p) = \Delta I_{K2}(p) + \Delta I_{\delta_2}(p) = \frac{\Delta I_{\delta_2}(p)}{p\tau_\alpha} + \Delta I_{\delta_2}(p),$$

откуда получаем

$$\Delta I_{K1}(p) \approx \frac{I_{6x}/p\tau_\alpha}{1 - \frac{1}{p\tau_\alpha} - \frac{1}{(p\tau_\alpha)^2}} \approx \frac{I_{6x}}{p\tau_\alpha} \left[1 + \frac{1}{p\tau_\alpha} + \frac{1}{(p\tau_\alpha)^2} \right],$$

$$\Delta I_{K2}(p) \approx \frac{I_{6x}}{(p\tau_\alpha)^2} \left[1 + \frac{1}{p\tau_\alpha} + \frac{1}{(p\tau_\alpha)^2} \right].$$

Оригиналами этих изображений будут токи:

$$\Delta I_{K1}(t) = I_{\beta x} \left(\theta + \frac{\theta^2}{2} + \frac{\theta^3}{6} \right) \quad /132a/$$

$$\Delta I_{K2}(t) = I_{\beta x} \left(\frac{\theta^2}{2} + \frac{\theta^3}{6} + \frac{\theta^4}{24} \right), \quad /132б/$$

где, как и раньше, $\theta = \frac{t}{\tau_a}$ - относительное время.

Ток I_{K1} протекает по низкочастотному участку база-эмиттер открытого триода T_2 . Поэтому, если пренебречь зарядкой емкости C /что мы уже приняли выше/, то изменения потенциала U_{K1} будут малы и триод T_1 не будет насыщен даже при большом токе I_{K1} . Следовательно, конец регенеративной стадии /момент t_2 / определяется не насыщением триода T_1 , а запертием триода T_2 .

Полагая $\Delta I_{K2}(t_{рег}) = I_{KН2}$ в уравнении /132б/ и обозначая $i_{\beta x}^0 = I_{\beta x} / I_{KН2}$, получим уравнение четвертой степени относительно $\theta_{рег}$.

$$\theta_{рег}^4 + 4\theta_{рег}^3 + 12\theta_{рег}^2 - \frac{24}{i_{\beta x}^0} = 0,$$

из которого, как известно, очень трудно найти $\theta_{рег}$ в явном виде. Гораздо удобнее воспользоваться для решения графиком "а" на рис. 55. Заметим, что ток $I_{\beta x}$, определяемый выражением /129/, может иметь величину гораздо большую, чем $I_{KН2}$, так как сигнал $E_{\beta x1}$ в режиме различения амплитуд может достигать значений E_x и даже выше, а входная проводимость $g_{\beta x}$ обычно много больше, чем g_{K2} за счет слагаемого g_3 . Поэтому кривая $\theta_{рег}$ на рис. 55 построена до больших значений $i_{\beta x}^0$.

Из графика видно, что при большом диапазоне входных амплитуд время регенерации, а следовательно, и длительность заднего /отрицательного/ фронта выходного импульса будет изменяться в широких пределах.

Ток I_{K1} за время регенерации успевает как правило нарасти до величины, большей I_{K12} , как видно из графика "б" на рис. 55, построенного по уравнению /1326/. Поэтому после запираания триода T_2 триод T_1 сразу насыщается, поскольку большой ток I_{K1} , вместо базы триода T_2 , пойдет через сопротивление R_{K1} и понизит напряжение $(U_{K3})_1$ до нуля.

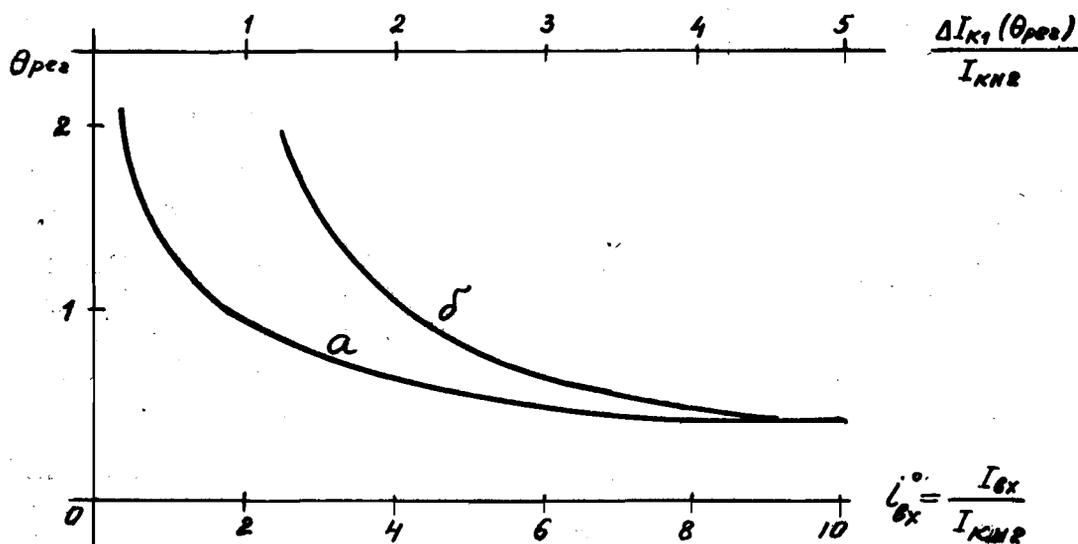


Рис. 55. Зависимость времени регенерации и приращения коллекторного тока первого триода за это время от относительного отпирающего сигнала:
 а/ $t_{рег} \div L'_{вх}$; б/ $\Delta I_{K1} \div t_{рег}$.

Емкость C , которая в интервале $t_{рег}$ сохранила напряжение, близкое к исходному, после запираания триода T_2 разряжается с постоянной времени $C \cdot R_1 // R_2$. Соответственно изменяется базовый потенциал $U_{б2}$ закрывшегося триода T_2 . Это динамическое смещение оказывает влияние на уровень отпускания, как будет рассмотрено в разделе 7.

6. Переходный процесс при отпускании

В отличие от симметричного триггера, в триггере с эмиттерной связью "обратный" переброс протекает иначе, чем "прямой" /рис. 54/.

Пусть в момент $t = 0$ входной сигнал $E_{вх1}$ уменьшается до величины $E_{вх2} < U_{отп}$.

Если считать, что емкость C "закорачивает" сопротивление R_1 в течение переходного процесса, то изменение входного сигнала $\Delta E_{вх} = E_{вх1} - E_{вх2}$ вызовет уменьшение базового тока $I_{б1}$ на величину

$$\Delta I_{б1} = \Delta E_{вх} (g_{к1} + g_2 + g_3) \quad /133a/$$

и увеличение коллекторного тока на величину

$$\Delta I_{к1} = \Delta E_{вх} (g_{к1} + g_2). \quad /133б/$$

Увеличение тока $I_{к1}$ приводит, согласно /15/, к увеличению граничного заряда Q_0 и триод T_1 выйдет из насыщения через время, меньшее, чем в случае неизменного коллекторного тока:

$$\tau_{лп} \frac{\beta(I_{б1} - I_{б2})}{I_{кн}(-0) + \Delta I_{к1} - \beta I_{б2}}, \quad /134/$$

где $I_{кн}(-0)$ - исходное значение тока до поступления запирающего импульса.

В момент t_1 , после выхода из насыщения, триод T_1 начинает запирается и ток $I_{к1}$ уменьшается. Если запирающий сигнал $\Delta I_{б1}$ достаточно велик, то можно считать, что ток коллектора изменяется почти линейно:

$$\Delta I_{к1} \approx \Delta I_{б1} \frac{t}{\tau_2}$$

Приращение тока $\Delta I_{к1}$ идет в основном через сопротивление $R_{к1}$ /если $R_2 \gg R_{к1}$ / и дает приращение коллекторного потенциала

$$\Delta U_{к1} \approx \Delta I_{к1} R_{к1} \approx \Delta I_{б1} R_{к1} \frac{t}{\tau_2}$$

Триод T_2 остается запертым до тех пор, пока напряжение $(U_{б2})_2$ между его базой и эмиттером не сделается

Пусть в момент $t = 0$ входной сигнал $E_{вх1}$ уменьшается до величины $E_{вх2} < U_{отп}$.

Если считать, что емкость C "закорачивает" сопротивление R_1 в течение переходного процесса, то изменение входного сигнала $\Delta E_{вх} = E_{вх1} - E_{вх2}$ вызовет уменьшение базового тока $I_{б1}$ на величину

$$\Delta I_{б1} = \Delta E_{вх} (g_{к1} + g_2 + g_3) \quad /133a/$$

и увеличение коллекторного тока на величину

$$\Delta I_{к1} = \Delta E_{вх} (g_{к1} + g_2). \quad /133б/$$

Увеличение тока $I_{к1}$ приводит, согласно /15/, к увеличению граничного заряда Q_0 и триод T_1 выйдет из насыщения через время, меньшее, чем в случае неизменного коллекторного тока:

$$\tau_{лп} \frac{\beta(I_{б1} - I_{б2})}{I_{кн}(-0) + \Delta I_{к1} - \beta I_{б2}}, \quad /134/$$

где $I_{кн}(-0)$ - исходное значение тока до поступления запирающего импульса.

В момент t_1 , после выхода из насыщения, триод T_1 начинает запирается и ток $I_{к1}$ уменьшается. Если запирающий сигнал $\Delta I_{б1}$ достаточно велик, то можно считать, что ток коллектора изменяется почти линейно:

$$\Delta I_{к1} \approx \Delta I_{б1} \frac{t}{\tau_{\alpha}}$$

Приращение тока $\Delta I_{к1}$ идет в основном через сопротивление $R_{к1}$ /если $R_2 \gg R_{к1}$ / и дает приращение коллекторного потенциала

$$\Delta U_{к1} \approx \Delta I_{к1} R_{к1} \approx \Delta I_{б1} R_{к1} \frac{t}{\tau_{\alpha}}$$

Триод T_2 остается запертым до тех пор, пока напряжение $(U_{б2})_2$ между его базой и эмиттером не сделается

равным нулю в момент t_2 . Длительность ЭТАПА ПОДГОТОВКИ $t_n = t_2 - t_1$, найдем из очевидного соотношения

$$(U_{\delta_3})_2 = U_c - (U_{K_3})_1.$$

Подставляя сюда величину

$$U_c = E_{\delta x 1} \frac{R_1}{R_1 + R_2} \quad /135/$$

и учитывая, что

$$(U_{K_3})_1 = \Delta U_{K_1} \approx \Delta I_{\delta 1} R_{K_1} \frac{t_n}{\tau_d}$$

и полагая $(U_{\delta_3})_2 = 0$, получим время подготовки в следующем виде:

$$t_n \approx \tau_d \frac{E_{\delta x 1}}{\Delta I_{\delta 1} R_{K_1}} \frac{R_1}{R_1 + R_2} \quad /136/$$

Заметим, что напряжение $(U_{\delta_3})_1$ в процессе запира- ния триода T_1 стремится к предельной величине $E_K - \alpha I_{\delta 1} R_{K_1}$, соответствующей току эмиттера $I_{\delta 1} = \alpha E_{\delta x 2} g_{\delta}$. Если ска- чок напряжения $\Delta E_{\delta x}$ слишком мал, то эта предельная ве- личина может оказаться меньше напряжения на емкости

$$E_K - \alpha E_{\delta x 2} g_{\delta} R_{K_1} < U_c = E_{\delta x 1} \frac{R_1}{R_1 + R_2} \quad /137a/$$

Тогда напряжение $(U_{\delta_3})_2$ не может стать отрицательным и отпирания триода T_2 на дан ном этапе вообще не наступит^{X/}. Отпирание триода T_2 и процесс регенераций начнутся в этом случае тогда, когда достаточно разрядится емкость C .

X/ Кроме того, при слабом сигнале ток I_{K_1} будет умень- шаться не линейно, как принято выше, а экспоненциально с постоянной времени τ_{β} .

Таким образом, условием отпирания триода T_2 в стадии подготовки является неравенство

$$E_{\text{вк}2} < \frac{E_k - U_c}{\lambda(1-\eta)} \approx (E_k - U_c) \eta. \quad /1876/$$

Это условие получено из /187а/ с учетом соотношений /181/ и /117/.

Вернемся к временным диаграммам на рис. 54.

В момент t_2 начинается СТАДИЯ РЕГЕНЕРАЦИИ, в течение которой

$$\Delta I_{k1} \approx \Delta I_{\delta 2},$$

$$\Delta I_{\delta 1} \approx \Delta I_{\delta 1} \approx \Delta I_{\delta 2}.$$

Эти соотношения приводят к выражениям /182/, в которых ток $I_{\delta k}$ нужно заменить током $\Delta I_{\delta 1}$. Чтобы найти из этих выражений время регенерации, следует учесть, что окончание регенеративной стадии будет теперь обусловлено запертием триода T_1 . Это вытекает из того, что ток I_{k1} для запертия триода T_1 должен измениться на величину:

$$(E_k - E_{\text{вк}2}) g_{k1} - \Delta I_{k1}(t_n),$$

тогда как ток I_{k2} для насыщения триода T_2 должен измениться на большую величину

$$(E_k - E_{\text{вк}2}) g_{k2},$$

кроме того, ток I_{k1} убывает под действием более сильного сигнала.

Положим в выражении /182а/ $\Delta I_{k1}(t_{\text{рег}}) \approx I_{kн1}$ после чего время $t_{\text{рег}}$ можно найти по кривой "а" на рис. 56, которая позволяет избежать громоздкого решения полного кубического уравнения. Полученный интервал $t_{\text{рег}}$ будет несколько завышен, так как в действительности

$$I_{k1}(t_2) = I_{kн1} - \Delta I_{k1}(t_n) < I_{kн1}.$$

Эту поправку легко внести, воспользовавшись выражением /136/.

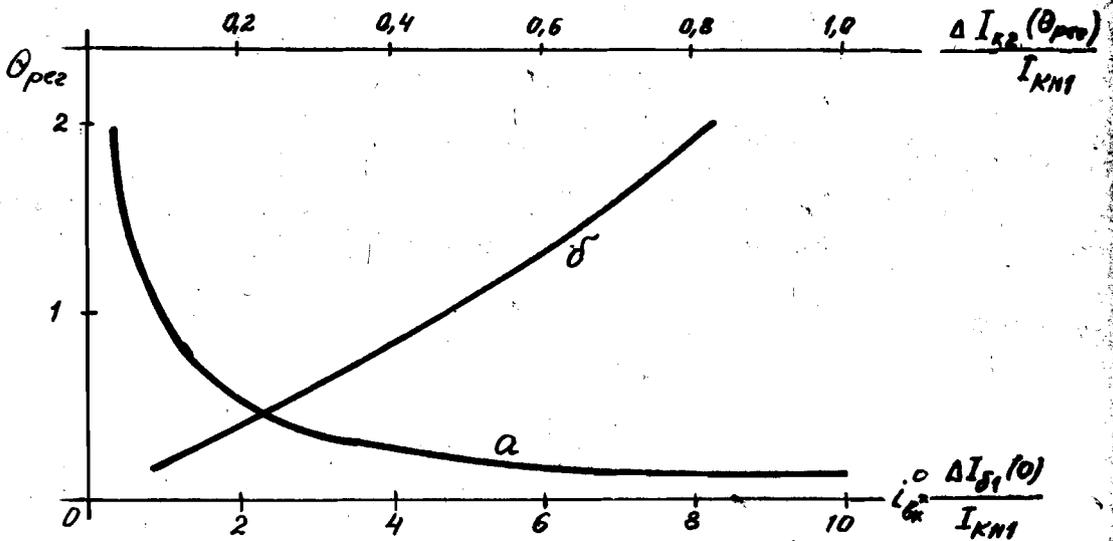


Рис. 56. Зависимость времени регенерации и приращения коллекторного тока второго триода за это время от относительного запирающего сигнала:
 а/ $\Theta_{рег} \div i_{сх}^0$; б/ $-\Delta I_{K2} \div \Theta_{рег}$.

Длительность регенеративной стадии, как обычно, существенно зависит от величины относительного сигнала^{х/}.

За время $t_{рег}$ ток I_{K2} успевает возрасти до величины, определяемой формулой /132б/, в которую подставляется $\Theta_{рег}$; эта зависимость представлена кривой "б" на рис. 56.

В момент t_3 триод T_1 запирается и начинается ЭТАП ФОРМИРОВАНИЯ ПЕРЕДНЕГО ФРОНТА выходного импульса. Токи $I_{\delta 1}$ и $I_{\delta 2}$ спадают до нуля и триод T_2 остается "предоставленным самому себе" /рис. 57/. При этом ток I_{K2} и

х/ Относительный сигнал $i_{сх}^0 = \frac{\Delta I_{\delta 1}}{I_{KH}}$ в данном случае не пропорционален току $\Delta I_{\delta 1}$, так как с увеличением $\Delta E_{сх}$ одновременно возрастает ток $I_{KH}(+0)$.

потенциал U_{K2} в первый момент сохраняют прежние значения, которые мы обозначим I_{K2} и $U_{K2}(0)$. Начальные значения базовых величин в момент $(t_3 + 0)$ получим из рис.57:

$$I_{\delta 2}(0) = \frac{E_K - U_c(0)}{R_3 + R_{K1}} - I_{K2}(0) \gamma_{\delta}, \quad /188a/$$

$$U_{\delta 2}(0) \approx U_{32}(0) = E_K - U_c - I_{\delta 2}(0) R_{K1}, \quad /188б/$$

где $\gamma_{\delta} = \frac{R_3}{R_3 + R_{K1}}$ коэффициент токораспределения, известный из курса транзисторных усилителей.

Последующие изменения тока I_{K2} найдем из следующих соотношений:

$$\Delta I_{\delta 2}(p) = - \Delta I_{K2}(p) \gamma_{\delta},$$

$$\Delta I_{K2}(p) \approx \frac{I_{\delta 2}(0) + \Delta I_{\delta 2}(p)}{p \tau_{\delta}},$$

откуда

$$\Delta I_{K2}(p) = \frac{I_{\delta 2}(0)}{\gamma_{\delta} (1 + p \frac{\tau_{\delta}}{\gamma_{\delta}})}, \quad /189a/$$

$$\Delta I_{K2}(t) = \frac{I_{\delta 2}(0)}{\gamma_{\delta}} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_{\delta} / \gamma_{\delta}}}). \quad /189б/$$

Интервал $t_{\varphi+}$ определяется из условия

$$\Delta I_{K2}(t_{\varphi+}) = I'_{KH} - I_{K2}(0),$$

где I'_{KH} - ток насыщения.

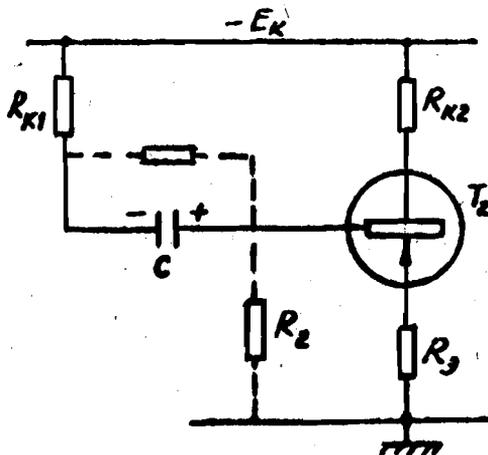


Рис.57. Участок схемы триггера, определяющий формирование переднего /положительного/ фронта выходного импульса.

Тогда из /138б/ получим

$$t_{\varphi+} = \frac{\tau_d}{\gamma_5} \ln \frac{I_{\delta 2}(0)}{I_{\delta 2}(0) - \gamma_5 [I'_{KH} - I_{K2}(0)]} \quad /140/$$

Для наглядности упростим это выражение. Положим, прежде всего, $I_{K2}(0) \approx 0$, что обычно оправдано при достаточно сильном сигнале. Далее запишем ток насыщения в следующем виде:

$$I'_{KH} = (E_K - U'_{T2}) g_{K2} \quad /141/$$

Здесь U'_{T2} - потенциал триода T_2 , отличающийся от статического значения U_{T2} /см. (116)/, благодаря тому, что емкость C не успела разрядиться. Величину U'_{T2} найдем по формуле /22а/:

$$U'_{T2} = \frac{(E_K - U_C) g_{K1} + E_K g_{K2}}{g_{K1} + g_{K2} + g_3} \quad /142/$$

Подставляя выражения /138а/, /141/, /142/ в формулу /140/ и полагая $g_{K1} \approx g_{K2} \ll g_3$ и $U_C < E_K$, получим упрощенное выражение времени положительного фронта:

$$t_{\varphi+} \approx \frac{\tau_d}{\gamma_5} \ln \left(1 - \frac{\gamma_5}{1 - U_C/E_K} \right)^{-1} \quad /143а/$$

Часто второе слагаемое в скобках оказывается значительно меньше единицы. Тогда путем разложения в ряд нетрудно привести /143а/ к еще более простому и удобному на практике виду. Учитывая /135/, получим:

$$t_{\varphi+} \approx \frac{\tau_d}{1 - \frac{U_C}{E_K}} = \frac{\tau_d}{1 - \frac{E_{\delta K1}}{E_K} \frac{R_1}{R_1 + R_2}} \quad /143б/$$

Как видно из этой формулы, время нарастания переднего фронта увеличивается при сильном сигнале, т.е. при большом напряжении на емкости. Причина этого заключается в том, что при большом напряжении U_C получается меньший отпирающий ток базы /138а/.

Интересно сравнить условия формирования переднего фронта в симметричном триггере и в триггере с эмиттерной связью. В обоих случаях ток базы I_{B2} изменяется в интервале $t_{\varphi+}$, но по разным причинам. В симметричном триггере ток I_{B2} уменьшался из-за зарядки ускоряющей емкости. В данном же случае мы считали $U_c = \text{const}$ и ток I_{B2} уменьшается из-за отвлечения части увеличивающегося тока I_{K2} в цепь базы, т.е. из-за наличия внутренней обратной связи, хорошо известной по курсу транзисторных усилителей. Заметим, что и постоянная времени τ_u/δ , входящая в выражения /139/, есть не что иное, как упрощенная постоянная времени каскада с общим эмиттером:

$$\frac{\tau_{\beta}}{1+\beta\delta} \approx \frac{\tau_{\beta}}{\beta\delta} \approx \frac{\tau_u}{\delta}$$

После насыщения триода T_2 в момент t_4 , напряжение на емкости C постепенно изменяется, стремясь к статическому значению. Согласно /142/, при этом будет несколько изменяться потенциал триода T_2 , а следовательно, и выходное напряжение. Этот процесс, аналогичный динамическому смещению, рассмотрен в следующем разделе.

В заключение отметим, что скачок потенциала U_{T1} при подаче запирающего сигнала передается через емкости C и C_{K2} на коллектор второго триода, т.е. на выход триггера. В связи с этим началом положительного фронта U_{K2} предшествует положительный "пик" X /рис.54/, величина и длительность которого зависят от соотношения величин C , C_K , R_{K2} , R_2 , а также от крутизны фронта входного сигнала.

7. Основы динамического расчета

Образно говоря, ускоряющая функция емкости C заключается в том, чтобы "закорачивать" сопротивление R , на

время переходных процессов^{х/}. Точнее, за это время емкость не должна существенно заряжаться. Если пренебречь интервалами рассасывания, то на всех трех основных этапах переходного процесса /регенерация при срабатывании, регенерация при отпуске и формирование положительного фронта/ постоянная времени, с которой заряжается емкость, близка к величине $CR_{к1}$. Следовательно, ускоряющая функция требует выполнения условий:

$$CR_{к1} \gg (t_{рег})_{ср}$$

$$CR_{к1} \gg (t_{рег})_{отп} + t_{ф+}$$

Времена регенерации, как известно, зависят от величины приращений тока $\Delta I_{\delta 1}$ и будут заметно меняться при значительном диапазоне входных сигналов. Примем для определенности сильный сигнал $i_{\delta x}^0 \approx I$. Тогда из кривых на рис. 55 и 56 получаем:

$$(t_{рег})_{ср} \approx (t_{рег})_{отп} \approx \tau_{\alpha}$$

Время формирования $t_{ф+}$, согласно формуле /141/, при $i_{\delta x}^0 \approx I$ немного больше τ_{α} . Ориентируясь на положительный /более длинный/ фронт, и принимая примерно 5-кратный запас, приходим к расчетному соотношению

$$CR_{к1} \geq 5(2\tau_{\alpha}) = 10\tau_{\alpha} \quad /144/$$

х/ Делать малым сопротивление R_1 , исключив из схемы емкость C , нежелательно из-за сильного насыщения триода T_2 в исходном состоянии, а также из-за ненадежного замиранья триода T_2 после срабатывания. В пределе, при $R_1 = 0$, получается качественно иной вариант схемы - триггер с непосредственной связью. При этом, по аналогии с соответствующими вариантами симметричного триггера /гл. III, раздел 8/, следует ожидать не только усложнения анализа, но и необходимости применения специальных типов транзисторов.

Это общее выражение полезно расшифровать, выразив величину ΔU_{T2} через потенциал U'_{T2} /I42/ и U_{T2} /I16/. При этом, чтобы избежать ненужной громоздкости, положим

$$g_{k1} \approx g_{k2} \ll g_3,$$

$$g_{1-k1} \approx g_1 \ll g_{k2},$$

$$g_2 < g_{k2} \ll g_3.$$

Тогда, учитывая еще соотношение /I18a/, получим приближенное выражение:

$$t_{B1} \approx \tau_{c1} \ln \frac{U_{cp} \left(1 - \frac{U_c}{E_k}\right)}{\Delta_m}. \quad /I476/$$

Время восстановления имеет максимальное значение при минимальном напряжении на емкости, т.е. согласно /I35/, при минимальном отпирающем сигнале E_{Bk1} . Очевидно, что этот минимальный сигнал равен $U_{cp} = U_{T2}$. В этом наилучшем случае, учитывая /I17/, можно пренебречь напряжением U_c в формуле /I476/ и получить для максимального времени восстановления удобную расчетную формулу:

$$(t_{B1})_m \approx CR_{k1} \ln \frac{U_{cp}}{\Delta_m}. \quad /I47b/$$

Нужно подчеркнуть, что все предыдущие выводы относятся к случаю достаточно длительного входного импульса, при котором напряжение на емкости C после переброса триггера успевает принять установившееся значение $E_{Bk1} \frac{R_1}{R_1 + R_2}$. Нетрудно показать, что при коротком импульсе время восстановления t_{B1} получится меньше, чем следует из /I46/. Поэтому стабильность уровня срабатывания в случае коротких импульсов будет выше расчетной.

Время восстановления t_{B1} ограничивает минимальную паузу T_0 между входными импульсами. Учитывая /I44/, получаем:

$$T_0 > CR_{k1} \ln \frac{U_{cp}}{\Delta_m} \geq 10\tau_{c1} \ln \frac{U_{cp}}{\Delta_m}. \quad /I48/$$

Из выражения /148/ ясно, что емкость C и сопротивление $R_{к1}$ не должны быть излишне большими. О нежелательности большой величины $R_{к1}$ говорилось в связи с формулой /123/.

Пусть, например, $\tau_c = 0,1$ мксек, $U_{cp} = 2$ в, $\Delta_m = 0,1$ в. Тогда, согласно /145/ и /144/, можно взять $R_{к2} \approx R_{к1} = 5$ ом; $C \approx 200$ пф. Минимальный период T_0 согласно /148/ будет равен 8 мксек.

Рассмотрим теперь стабильность уровня отпущения с учетом переходных процессов.

Из формулы /1376/ следует, что динамический уровень отпущения, в отличие от статического уровня /127/, зависит от напряжения на ускоряющей емкости в момент поступления запирающего сигнала:

$$U_{отп} = (E_k - U_c) \eta = U_{cp} \left(1 - \frac{U_c}{E_k}\right). \quad /149a/$$

Если входной импульс достаточно длительный, так что напряжение на конденсаторе успевает принять установившееся значение /135/, то согласно /149/, уровень отпущения будет зависеть только от величины сигнала:

$$U_{отп}^* = U_{cp} \left(1 - \frac{E_{к1}}{E_k} \frac{R_1}{R_1 + R_2}\right). \quad /149б/$$

При коротком импульсе напряжение на конденсаторе, а следовательно, и уровень отпущения будут зависеть и от величины и от длительности сигнала.

Задаваясь допустимым отклонением Δ_m от установившегося уровня отпущения /149б/ и учитывая, что напряжение на конденсаторе после поступления сигнала изменяется экспоненциально с постоянной времени

$$\tau_{с2} = CR_1 // R_2,$$

можно получить выражение для времени восстановления уровня

отпускания в следующем упрощенном виде:

$$t_{\beta 2} \approx \tau_{c2} \ln \frac{U_{отп}^*}{\Delta m} \quad /150a/$$

При выводе этого выражения использованы те же приближения, что и при выводе выражений /147б,в/. Полагая наихудший случай, когда $E_{вх1} = U_{ср} \ll E_K$ и, следовательно, установившийся уровень отпускания максимален, получим максимальную величину времени восстановления:

$$(t_{\beta 2})_m \approx CR_1 \parallel R_2 \ln \frac{U_{ср}}{\Delta m} \quad /150 б/$$

Эта формула отличается от /147в/ только постоянной времени.

Время восстановления $t_{\beta 2}$ ограничивает допустимую длительность входного импульса. Пренебрегая временем рассасывания, получаем:

$$T_{имп} \geq (t_{\beta 2})_m + (t_{рег})_{ср} \quad /151/$$

где $T_{имп}$ — минимальная длительность импульса.

Как мы уже выяснили, при достаточно сильном сигнале $U_{вх}^0 \approx 1$ время регенерации близко к τ_{α} . Тогда из приведенного неравенства с учетом /150б/ получаем расчетное соотношение

$$R_1 \parallel R_2 \leq \frac{T_{имп} - \tau_{\alpha}}{C \ln \frac{U_{ср}}{\Delta m}} \quad /152a/$$

Сопротивление R_1 получается при статическом расчете триггера из /126/ и его нежелательно делать излишне малым /см.сноску на стр. 170/. Поэтому неравенство /152а/ следует выполнять за счет выбора достаточно малого сопротивления R_2 . Если исходить из приближенного равенства

$$R_2 \approx \frac{T_{имп}}{C \ln \frac{U_{ср}}{\Delta m}} \quad /152б/$$

то условие /152а/ выполняется при любом значении R_1 . Выбор величины R_2 по формуле /152б/ обуславливает, нередко, значительный запас по отсечке X , о чем говорилось в связи с соотношением /125/.

Выше указывалось, что формулы /147/, относящиеся к восстановлению уровня срабатывания, выведены из условия длинного импульса, а при коротких импульсах дают известный запас. Аналогично, формулы /150/, относящиеся к восстановлению уровня отпущения, выведены из условия длинной паузы между импульсами, когда напряжение U_c успевает принять статическое значение. При большей частоте импульсов время восстановления t_{s2} будет меньше, чем согласно /150/, т.е. стабильность уровня срабатывания будет выше расчетной.

Что касается самих понятий "длинных" импульсов и пауз, то они вытекают из тех постоянных времени, с которыми заряжается емкость C . Длинным импульсом можно считать такой импульс, при котором

$$T_{имп} > (2 \div 3) \tau_{c2} = (2 \div 3) C \cdot R_1 \parallel R_2,$$

а длинной паузой - такую, при которой

$$T_0 > (2 \div 3) \tau_{c1} = (2 \div 3) C R_{K1}.$$

В заключение укажем, что если в исходном состоянии триггера заперт триод T_2 и открыт триод $T_1^{X/}$, то терминологию, использованную до сих пор в этой главе нужно заменить на "обратную": уровень срабатывания целесообразно называть уровнем отпущения и наоборот. Применительно к данному разделу нужно будет под величиной T_0 в формуле /148/ понимать не длительность паузы, а длительность импульса, а под величиной $T_{имп}$ в формулах /151/, /152/ - длительность паузы.

X/ Этот вариант использования триггера и его особенности отмечены в разделе 4.

8. Роль источника сигналов

В разделе 2 мы вывели условие триггерного режима /128/, накладывающее принципиальное ограничение на сопротивление источника входных импульсов R_2 . Последнее должно быть достаточно малым.

При анализе переходных процессов мы полагали $R_2 = 0$. Конечно, это является идеализацией. Рассмотрим кратко, к чему приведет увеличение сопротивления R_2 .

При срабатывании, когда поступит импульс $E_{вх1}$, потенциал $U_{б1}$ будет меньше $E_{вх1}$ за счет падения напряжения на сопротивлении R_2 . Это равносильно тому, что при $R_2 = 0$ действует меньший входной сигнал. Соответственно увеличится время рассасывания в триоде T_2 . В стадии регенерации мы считали $\Delta I_{б1} = \Delta I_{32}$. Теперь, когда $R_2 \neq 0$, приращение ΔI_{32} будет распределяться между сопротивлениями R_2 и R_3 и доля тока обратной связи уменьшится и будет составлять:

$$\Delta I_{32} \frac{R_3}{R_3 + R_2}.$$

Ослабление обратной связи приведет к увеличению времени регенерации. Это увеличение можно оценить численно, введя коррективы в формулы /132/.

Аналогичные изменения происходят при отпускании триггера в стадиях рассасывания и регенерации. Этап подготовки при обратном перебросе также затягивается, так как каскад на триоде T_I будет запирается с большой постоянной времени:

$$\frac{\tau_{\beta}}{1 + \beta \gamma_{\delta}} > \tau_{\alpha},$$

где

$$\gamma_{\delta} = \frac{R_3}{R_3 + R_2} \neq 1.$$

Формирование положительного фронта происходит в "изолированном" триоде T_2 , поэтому время $t_{\phi+}$ не зависит от величины R_2 .

В общем, следовательно, при увеличении сопротивления источника сигнала фронты импульсов ухудшаются. При достаточно большом R_s , не удовлетворяющем условию /128/, регенеративные стадии исчезают и триггер превращается в двухламповый усилительный каскад с положительной обратной связью, который при плавном изменении сигнала не дает скачков выходного напряжения.

х

х

х

Триггер с эмиттерной связью и симметричный триггер имеют различные области применения. В частности, первый не может быть использован в качестве пересчетной ячейки.

Различаются и условия работы обоих триггеров: симметричный работает, как правило, от сигнала определенной величины, несимметричный — в условиях переменной величины сигнала. Тем не менее полезно сравнить эти триггеры по некоторым показателям.

Главной особенностью триггера с эмиттерной связью является изолированность нагрузки от его внутренней схемы. Конечно, нельзя сказать, что сопротивление $R_{к2}$ или присоединенные к нему внешние элементы совсем не влияют на режим и процессы в триггере. Но, тем не менее, влияние это не такое непосредственное и в общем не такое существенное, как в симметричном триггере. Достаточно напомнить, что величина сопротивления $R_{к2}$ при анализе переходных процессов по-существу не определяет длительность того или иного этапа.

Кроме того, следует отметить, что фронты выходных импульсов в триггере с эмиттерной связью при одном и том же тактовом сигнале получаются короче. Например, отрицательный фронт определяется только стадией регенерации, тогда как в симметричном триггере она сопровождается значительно более длительной стадией восстановления.

Глава УП

СИММЕТРИЧНЫЙ МУЛЬТИВИБРАТОР

Под симметричным мультивибратором мы будем понимать внешне симметричную схему /рис. 58/, которая, однако, при неодинаковых параметрах обеих ее половин может давать выходные импульсы различной скважности.

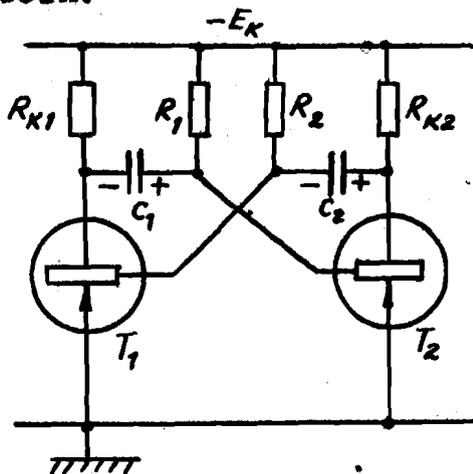


Рис. 58. Принципиальная схема симметричного мультивибратора.

При последующем анализе мы будем считать скачки токов и напряжений в транзисторах мгновенными, т.е. пренебрежем стадиями рассасывания и регенерации при опрокидываниях мультивибратора. Это позволит нам сосредоточить внимание на специфических особенностях схемы, тем более, что переходный процесс в

мультивибраторе в общем аналогичен процессу в симметричном триггере.

I. Рабочий цикл основной схемы

Работа мультивибратора в течение одного полного периода описывается временными диаграммами на рис. 59. Открытый триод, как и в триггерах, принят насыщенным.

Очередное опрокидывание схемы происходит тогда, когда напряжение на базе ранее закрытого триода делается равным нулю и этот триод отпирается. При этом возрастающий коллекторный ток идет в базу другого триода через емкость и выводит его из насыщения, после чего наступает регенерация.

Пусть в момент $t = 0$ открылся триод T_1 , поскольку потенциал U_{B1} , уменьшаясь, достиг нулевого значения. В результате насыщения триода потенциал U_{K1} , который до скачка был равен $E_K - I_{K0} R_{K1}$, также падает до нуля: триод T_1 "стягивается в точку".

Напряжение на емкости C_1 в первый момент не меняется и примерно равно E_K , так как потенциал U_{B2} до скачка был равен нулю. Отсюда следует, что ток I_{K1} в момент $t = 0$ возрастет от величины I_{K0} до $E_K (g_K + 2g_1)$, поскольку сопротивление R_1 после скачка находится под напряжением $U_{C1} + E_K \approx 2E_K$.

Напряжение на емкости C_2 перед скачком было равно $U_{K2} - U_{B1} \approx 0$ и сохраняет эту величину непосредственно после скачка. Отсюда следует, что базовый ток I_{B1} / который до опрокидывания был равен $-I_{K0}$ / возрастает до $E_K (g_2 + g_{K2})$ поскольку сопротивления R_2 и R_{K2} в первый момент соединены параллельно через незаряженную емкость C_2 .

Положительный скачок потенциала U_{K1} передается через емкость C_1 на базу триода T_2 и поддерживает его в закрытом состоянии.

Коллекторный ток I_{K2} до скачка был равен $E_K (g_2 + g_{K2})$, а после опрокидывания падает до величины I_{K0} . Легко заметить, что ток $I_{K2} (-0)$ равен току $I_{B1} (+0)$, т.е. во время скачка коллекторный ток запирающего

триода переходит в базу от п и р а ю щ е г о с я триода. В результате ток через суммарное сопротивление $R_2 // R_{k2}$ при опрокидывании не изменяется; значит, в момент $t = 0$ не изменяется и потенциал U_{k2} . Это следует также из того, что $U_{\delta_1}(+0) \approx 0$ и $U_{c2}(+0) \approx 0$, а следовательно, $U_{k2}(0) = U_{\delta_1} + U_{c2} \approx 0$.

Ток I_{δ_2} , который до опрокидывания был равен $E_k g_1$, после опрокидывания уменьшается до $-I_{k0}$. Таков в первом приближении результат происшедшего переброса в схеме.

х

х

х

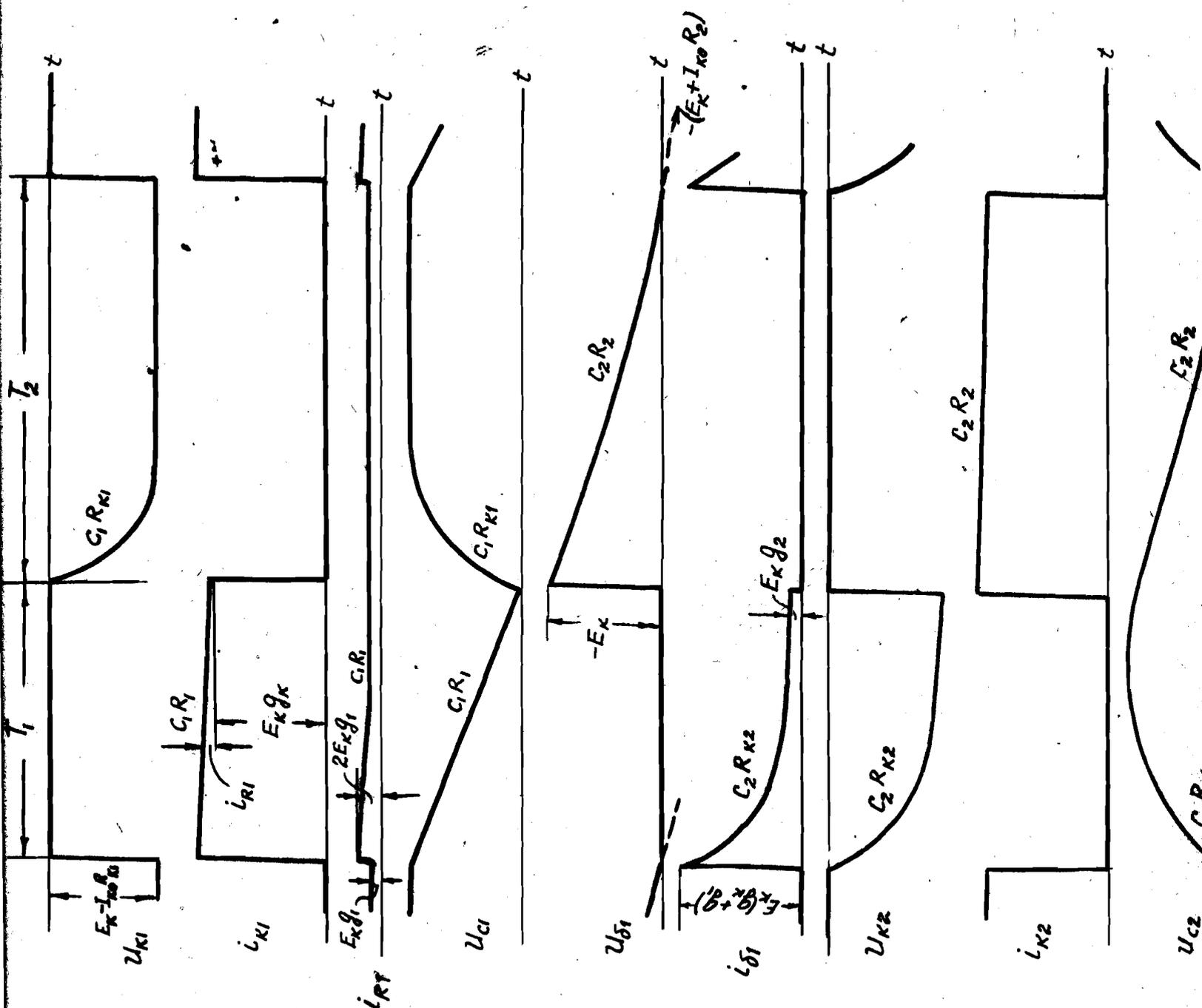
Начиная с момента $t = 0$, величины в схеме изменяются следующим образом.

Потенциалы U_{δ_1} , U_{k1} и токи I_{k2} , I_{δ_2} остаются практически неизменными, близкими к нулю.

Потенциал U_{δ_2} , равный напряжению на емкость C_1 , уменьшается с постоянной времени $C_1 R_1$, стремясь к величине $-(E_k + I_{k0} R_1)$. Этот процесс прерывается по достижении потенциалом U_{δ_2} нулевого значения, когда отпирается триод T_2 и происходит обратное опрокидывание схемы. Кривая U_{δ_2} пересекает ось времени весьма круто, так что момент переброса фиксирован достаточно четко. В момент обратного опрокидывания напряжение $U_{c1}(T_1) = U_{\delta_2} - U_{k1} = 0$.

Ток I_{k1} уменьшается по мере разряда емкости C_1 , стремясь к установившемуся значению $E_k g_{k1}$. Поскольку $U_{c1}(T_1) = 0$, то коллекторный ток I_{k1} в конце первого полупериода будет равен $E_k (g_{k1} + g_1)$, т.е. уменьшится за время T_1 на величину $E_k g_1$.

Ток I_{δ_1} уменьшается по мере зарядки емкости C_2 , стремясь к установившемуся значению $E_k g_2$. Зарядка емкости происходит с постоянной времени $C_2 R_{k2}$ и обычно заканчивается задолго до конца полупериода.



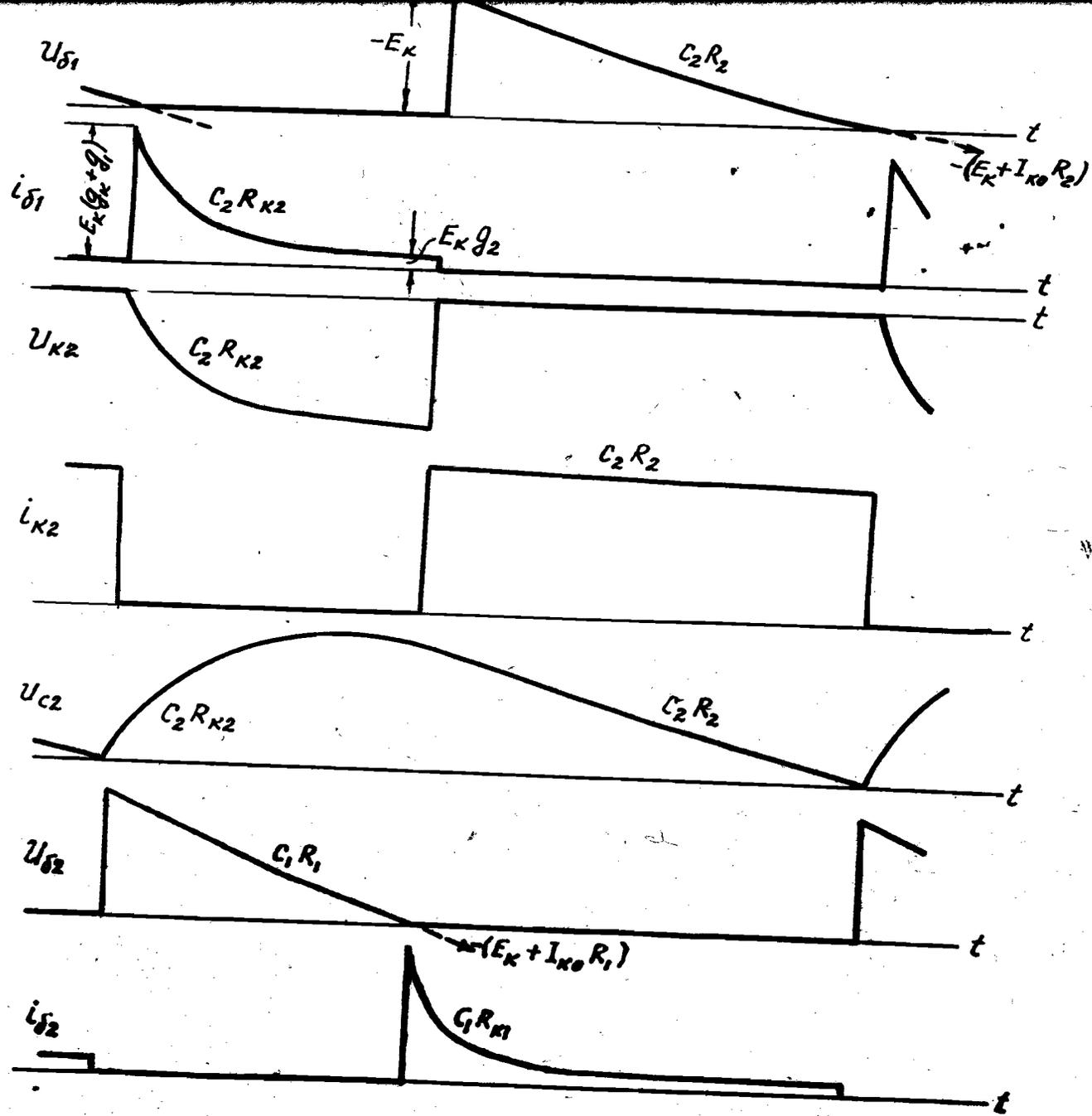


Рис. 59. Временные диаграммы работы мультивибратора /рис. 58/ без учета времен опрокидывания.

Потенциал $U_{к2}$ спадает экспоненциально /до величины $E_k - I_{к0} R_{к2} /$, так как он равен напряжению на емкости C_2 , заряжающейся с постоянной времени $C_2 R_{к2}$.

Второй полупериод работы схемы не нуждается в дополнительных пояснениях. В момент T рабочий цикл схемы начинает повторяться.

2. Рабочая частота и ее стабильность

В дальнейшем мы будем считать коэффициенты усиления β и коллекторные сопротивления R_k обоих триодов одинаковыми.

Из условия насыщения $\beta I_b \geq I_k$ легко получить приближенные ограничения, налагаемые на времязадающие сопротивления R_1 и R_2 :

$$R_1 \leq \beta R_k, \quad /153a/$$

$$R_2 \leq \beta R_k. \quad /153б/$$

Эти ограничения специфичны для транзисторного мультивибратора, так как в ламповом варианте величины сеточных и анодных сопротивлений не связаны друг с другом.

Для того чтобы насыщение обоих триодов в открытом состоянии было примерно одинаковым, следует принять

$$R_1 \approx R_2 = R. \quad /154/$$

Ниже будет показано, что неравенства /153/ не должны быть сильными. Поэтому в большинстве случаев можно считать $R \gg R_k$.

Воспользуемся величинами, указанными на рис. 59, для определения длительности полупериодов T_1 и T_2 . Для этого запишем выражение потенциала $U_{б2}$:

$$U_{б2}(t) = U_{б2}(0) + [U_{б2}(\infty) - U_{б2}(0)](1 - e^{-\frac{t}{T_1}}),$$

где

$$U_{\delta_2}(0) = \Delta U_{K1}(0) = E_K - I_{K0} R_{K1},$$

$$U_{\delta_2}(\infty) = -(E_K + I_{K0} R_1),$$

$$\tau_1 = C_1 R_1.$$

Полагая $U_{\delta_2}(T_1) = 0$, получим:

$$T_1 = C_1 R_1 \ln \frac{2E_K + I_{K0}(R_1 - R_{K1})}{E_K + I_{K0} R_1}.$$

Учитывая, что $R_1 \gg R_{K1}$, и вводя фактор температурного тока

$$\vartheta = \frac{I_{K0} R}{E_K}, \quad /155/$$

приведем выражение для первого полупериода к следующему виду:

$$T_1 = C_1 R \ln \frac{2 + \vartheta}{1 + \vartheta}. \quad /156a/$$

Аналогично для второго полупериода получим:

$$T_2 = C_2 R \ln \frac{2 + \vartheta}{1 + \vartheta}. \quad /156b/$$

Если температурный ток I_{K0} отсутствует /кремниевые триоды или низкая рабочая температура/, то формулы /156/ упрощаются:

$$T_1 = \tau_1 \ln 2 \approx 0,7 C_1 R, \quad /157a/$$

$$T_2 = \tau_2 \ln 2 \approx 0,7 C_2 R \quad /157b/$$

В факторе ϑ скрыта температурная зависимость полупериодов, а следовательно, и рабочей частоты.

С увеличением температуры растет ток I_{K0} , растет фактор ϑ и длительность полупериодов уменьшается

/при $\vartheta \rightarrow \infty$ длительности T_1 и T_2 стремятся к нулю/.

Таким образом, рабочая частота растет с ростом температуры.

В полностью симметричном мультивибраторе, в котором

$$R_1 = R_2 = R; \quad C_1 = C_2 = C,$$

длительности полупериодов будут одинаковы и полный рабочий период равен

$$T = T_1 + T_2 = 2CR \ln \frac{2+\vartheta}{1+\vartheta}, \quad /158/$$

а рабочая частота равна

$$F = \frac{1}{T} = \frac{1}{2CR \ln \frac{2+\vartheta}{1+\vartheta}}. \quad /159/$$

Оценим возможную нестабильность частоты, пользуясь этими выражениями.

Положим: $E_k = 10$ в; $R_k = 2$ ком; $\beta = 50$. Примем, согласно /158/, $R \approx 80$ ком. Пусть токи $I_{k0}' = 5$ мка и $I_{k0}'' = 100$ мка /для германиевых транзисторов это соответствует повышению температуры примерно на 40° /. Из определения /155/ получим:

$$\vartheta' = 0,04; \quad \vartheta'' = 0,8.$$

Теперь, воспользовавшись выражением /159/, легко найдем

$$\frac{F''}{F'} \approx 1,6,$$

т.е. частота увеличилась на 60%.

Конечно, такая нестабильность в большинстве случаев недопустима.

Наиболее рациональным способом повышения температурной стабильности частоты следует признать применение транзисторов с малым током I_{k0} , в первую очередь, кремниевых триодов.

Однако из формулы /155/ видно, что температурную стабильность можно повысить также за счет уменьшения времязадающих сопротивлений. Последний путь, как правило, вынуждает одновременно уменьшать и коллекторные сопротивления, с тем чтобы достаточно сильно выполнялись неравенства $R \gg R_k$. Иначе говоря, такой температурно-стабильный мультивибратор получается "низкоомным", т.е. потребляет значительную мощность.

Воспользовавшись формулой /158/, легко установить важную связь между полупериодом колебаний и длительностью заднего фронта. Полагая $\mathcal{V} = 0$, представим /158/ в следующем виде

$$\frac{T}{2} = 0,7CR_k \frac{R}{R_k}.$$

Считая длительность заднего фронта $t_{зф} = 2,3CR_k$ /спад до уровня $0,9 E_k$ /, получим

$$\frac{t_{зф}}{T/2} \approx 3 \frac{R_k}{R}.$$

Отсюда ясно, что задний фронт будет короче полупериода только при условии

$$R > 3R_k. \quad /160/$$

Для случая скважности, отличной от единицы, ограничения на величину R будут выведены в следующем разделе.

Чем больше сопротивление R , тем относительно короче будет задний фронт. Так как сопротивления R , согласно /153/, не могут быть больше βR_k , то соотношение времен $t_{зф}$ и $T/2$ подчиняется условию:

$$\frac{t_{зф}}{T/2} \geq \frac{3}{\beta}. \quad /161/$$

Как видим, относительное сокращение заднего фронта требует применения транзисторов с большим коэффициентом β .

Поскольку выбор времязадающих сопротивлений диктуется описанными соображениями, то необходимая частота

мультивибратора обеспечивается, прежде всего, величиной времязаданных емкостей. Увеличение последних в принципе не ограничено, хотя приводит к существенному ухудшению заднего фронта. Уменьшение же емкостей /повышение рабочей частоты/ ограничено приближенным условием:

$$CR_K \geq 5\tau_a. \quad /162/$$

Это условие соответствует 2-3-кратному превышению постоянной времени CR_K /о которой емкость заряжается во время формирования фронтов/ над суммой времен рассеивания и регенерации, каждое из которых принято равным τ_a X/. Следовательно, условие /162/ обеспечивает малую зарядку емкостей во время переходного процесса и, тем самым, минимальную длительность изменения тех величин, которые на рис. 59 представлены скачками. В частности, условие /162/ обеспечивает минимальную длительность переднего фронта выходного напряжения.

Соотношение /162/ позволяет вывести полезный критерий для выбора коллекторных сопротивлений R_K . А именно, для того чтобы емкости C не оказались чрезмерно малы /например, меньше, чем $C_{\min} = 100$ пф/, нужно, чтобы сопротивления R_K удовлетворяли неравенству:

$$R_K (\text{ком}) \leq \frac{5 \cdot 10^3 \tau_a (\text{мкс})}{C_{\min} (\text{пф})} \approx 50 \tau_a (\text{мкс}) \approx \frac{5}{f_a (\text{мгц})} \quad /163/$$

X/ Триод в мультивибраторе отпирается сильным сигналом. Поэтому равенство $t_{\text{рас}} \approx \tau_a$ вполне оправдано. Приближение же $t_p \approx \tau_a$ соответствует разумной степени насыщения $N \approx 1$.

Кроме того, условие /162/ позволяет получить принципиально важное соотношение между параметрами транзистора и минимальным периодом или максимальной частотой. Для этого в формуле /158/ пренебрежем фактором ν и положим $R = 0,5 \beta R_k$, что, как нетрудно показать, соответствует степени насыщения $N \approx 1$, принятой в неравенстве /162/. Теперь, комбинируя /158/ и /162/, получим приближенно:

$$T_{\text{мин}} \geq 3\beta\tau_{\alpha} \approx 3\tau_{\beta} \quad /164a/$$

или

$$F_{\text{макс}} \leq \frac{2f_{\alpha}}{\beta} \approx 2f_{\beta} \quad /164b/$$

Эти формулы дают хороший ориентир для подбора необходимых триодов или для задания рабочей частоты.

Полезно отметить, что максимальная частота мультивибратора определяется эффективным временем жизни τ неосновных носителей в базе ($\tau = \tau_{\beta}$). Для триодов типа П-6 обычно $\tau = 2 + 6$ мксек; соответственно

$$F_{\text{макс}} = 50 + 200 \text{ кГц.}$$

3. Сквозность импульсов

В несимметричном /по параметрам/ мультивибраторе отмеченная выше связь между временем нарастания заднего фронта и длительностью полупериода приводит к ограничению возможной сквозности импульсов, т.е. соотношения полупериодов T_1 и T_2 .

Рассматривая первый полупериод T_1 /рис.59/, приходим к выводу, что должно соблюдаться условие

$$2,3C_2R_k < T_1 = 0,7C_1R_1 \quad /165/$$

для того, чтобы задний фронт успел сформироваться за время полупериода^{x/}.

Соотношение между полупериодами получим из формулы /157/:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{C_2}{C_1}$$

Используя неравенство /165/, запишем это соотношение в следующем виде:

$$\frac{T_2}{T_1} < 0,3 \frac{R}{R_K}$$

Примем $R \approx \beta R_K$. Тогда

$$\frac{T_2}{T_1} < 0,3 \beta. \quad /166/$$

Значит, чем больше коэффициент усиления β , тем большие скважности можно обеспечить.

Ограничение /166/ выведено из условия, что открытый триод находится на границе насыщения ($R \approx \beta R_K$). Если степень насыщения $N \neq 0$, то диапазон достижимых скважностей сужается. Например, при $R \approx 0,5 \beta R_K$, когда $N \approx 1$ /значение, принятое при выводе /164/ /, диапазон сужается вдвое.

Неравенство /165/ позволяет обобщить условие /160/, обеспечивающее спад заднего фронта за время полупериода. Заменяя отношение емкостей отношением полупериодов, получим

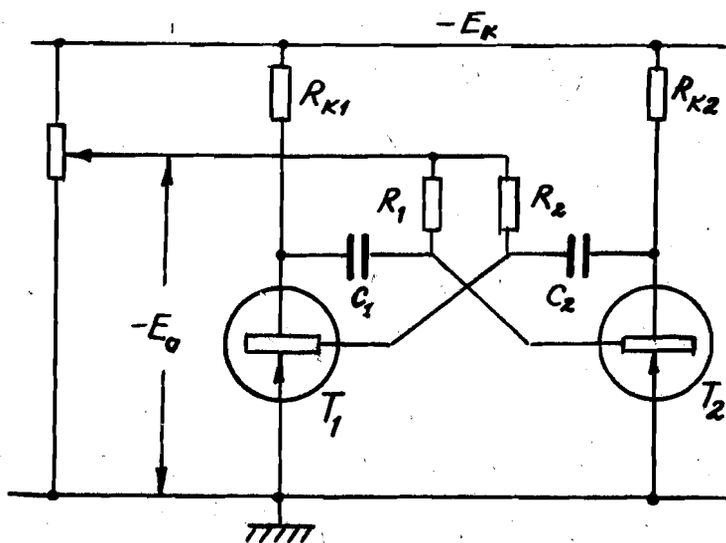
$$R > 3 \frac{T_2}{T_1} R_K, \quad /167/$$

где скважность T_2/T_1 удовлетворяет неравенству /166/. Как видим, при $T_2 > T_1$ особенно желательны значения R , близкие к βR_K .

x/ Коэффициент 2,8, как обычно, означает нарастание экспоненты до уровня 0,9.

4. Мультивибратор с регулируемым смещением

Времязадающие сопротивления R_1, R_2 не обязательно должны подключаться к шинке E_K . В общем случае они могут быть присоединены к точке с промежуточным потенциалом $0 < E_0 < E_K$, который можно обеспечить с помощью делителя /рис. 60/ и который, вообще говоря, можно менять.



В такой схеме величина предельного потенциала, к которому стремится напряжение U_B запертого триода, отличается от значения в рассмотренной ранее схеме и равно

$$-(E_0 + I_{K0} R).$$

Рис. 60. Мультивибратор с регулируемым смещением.

Отличаются также величинами

базового и коллекторного токов в насыщенном триоде.

А именно:

$$I_{B1} (+0) = E_K g_{K2} + E_0 g_2 = E_K (g_{K2} + \lambda g_2),$$

$$I_{K1} (+0) = E_K g_{K1} + (U_{C1} + E_0) g_1 = E_K [g_{K1} + g_1 (1 + \lambda)],$$

где $\lambda = \frac{E_0}{E_K} < 1.$

В момент $t_1 - 0$ эти токи равны:

$$I_{B1} (t_1 - 0) = E_K \lambda g_2,$$

$$I_{K1} (t_1 - 0) = E_K (g_{K1} + \lambda g_1).$$

Приведенные соотношения основаны на том предположе-
нии, что триод T_1 до конца полупериода остается насыщен-
ным. Для этого, очевидно, должно выполняться условие на-
сыщения в к о н ц е полупериода:

или
$$\beta I_{g_1}(T, -0) \geq I_{k_1}(T, -0)$$

$$\beta \lambda g_2 \geq g_{k_1} + \lambda g_1 \approx g_{k_1}.$$

Так как процессы во втором полупериоде протекают
аналогично, то, вместо неравенств /158/, можем записать:

$$R_1 \leq \beta \lambda R_k, \quad /168a/$$

$$R_2 \leq \beta \lambda R_k. \quad /168b/$$

Как видим, уменьшение λ равносильно уменьшению β ,
что, как отмечалось, нежелательно. Если ~~предполагаемые~~
сопротивления выбраны из условий /168/, то при у в е -
л и ч е н и и λ /т.е. смещения E_0 / триоды будут все
сильнее насыщаться, что увеличит время рассасывания.
В тех случаях, когда это увеличение несущественно, схема
на рис. 60 может быть использована как для р е г у л и -
р о в н и частоты мультивибратора с помощью
смещения E_0 /в частности, для стабилизации
частоты/, так и для частотно-импульсно
м о д у л я ц и и, когда смещение E_0 изменяется по
тому или иному закону от источника модулируемого напря-
жения низкой частоты.

Анализ показывает, что в полностью симметричном
/по параметрам/ мультивибраторе со смещением E_0 период
колебаний, вместо формулы /159/, выражается в более об-
щем виде:

$$T = 2CR\sqrt{2} \frac{(1+\lambda)+D}{\lambda+D}. \quad /169/$$

В заключение рассмотрим случай, когда не выполняются условия /168/. Это имеет место, например, тогда, когда сопротивления R_1 и R_2 выбраны из условий

$$\lambda \beta R_K < R < \beta R_K.$$

В начале полупериода триод T_I значительно насыщен /рис. 61/, так как начальный ток $I_{\delta 1}$ значительно превышает установившееся значение. Однако, по мере уменьшения базового тока триод T_I обязательно выйдет из насыщения в некоторый момент t_1 , так как ток $I_{\delta 1}$ стремится к величине, недостаточной для насыщения. В дальнейшем процессы в схеме резко отличаются от их нормального хода, изображенного на рис. 59.

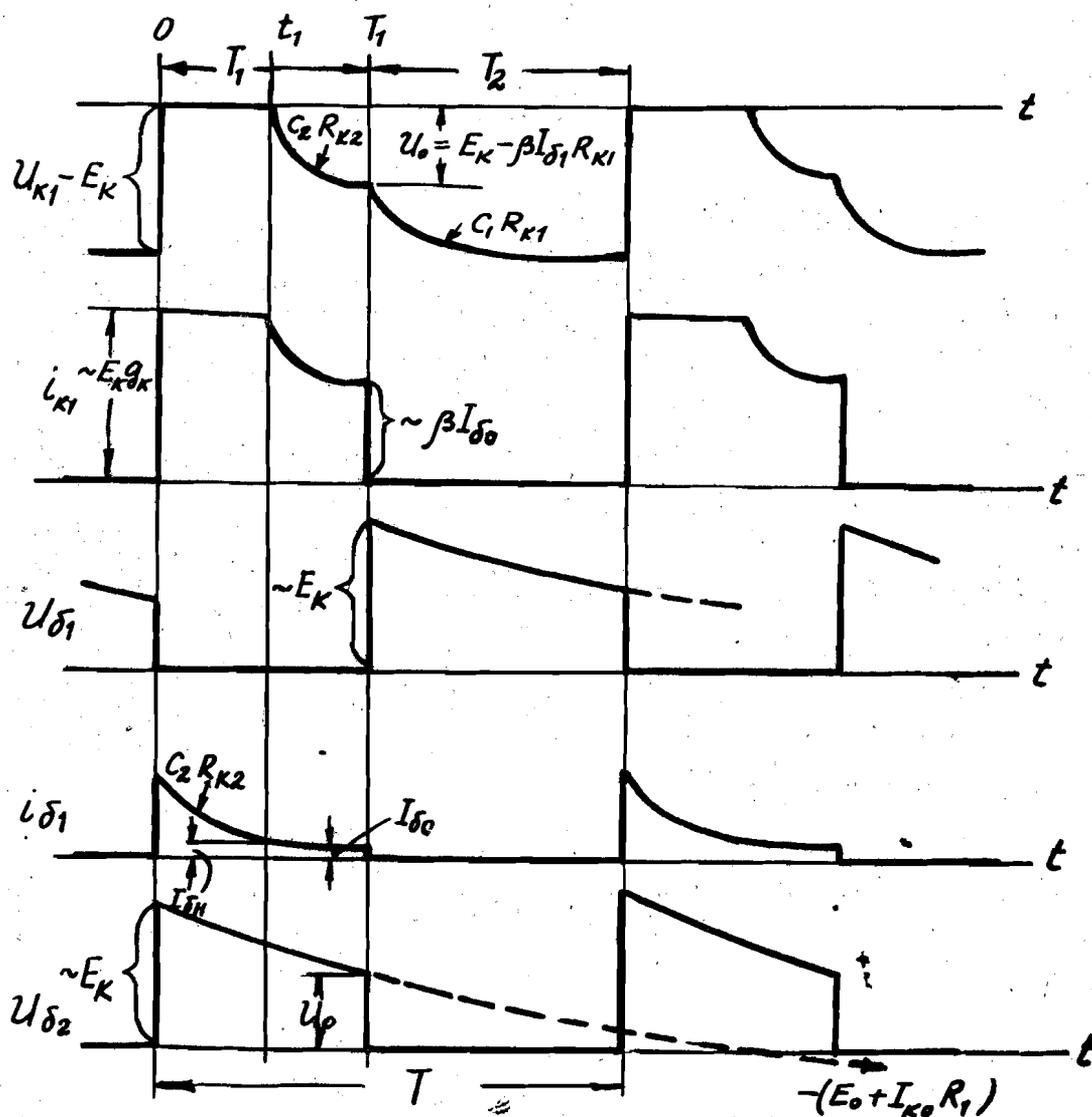


Рис. 61. Временные диаграммы для случая, когда открытый триод выходит из насыщения в течение расчетного полупериода.

Начиная с момента t_1 , триод T_1 работает в активной области и его коллекторный ток следует за продолжающимся изменением базового тока:

$$\Delta I_{K1} = \beta \Delta I_{B1}.$$

Соответствующий спад потенциала $U_{K1} \approx \Delta I_{K1} R_{K1}$ передается через емкость C_1 на базу триода T_2 и вызывает ускоренный спад потенциала U_{B2} вплоть до нулевого значения, когда произойдет очередное опрокидывание.

Как видим из рис. 61, в результате не только изменяется длительность полупериода T_1 , но и существенно искажается форма импульса. Если бы мы проанализировали передний и задний фронт, то пришли бы к выводу, что этот фронт удлинится, так как отпирание триода происходит под действием меньшего базового тока.

Предельным случаем рассмотренной схемы является мультивибратор, в котором времязадающие сопротивления заземлены. Этот мультивибратор, в отличие от его лампового варианта, практически неработоспособен, так как в нем наиболее ярко проявляются все только что описанные недостатки, связанные с выходом триодов из насыщения в течение рабочего полупериода.

5. Мультивибратор с фиксацией коллекторных потенциалов

Схема, показанная на рис. 62а, обеспечивает существенное сокращение задних фронтов и, соответственно, расширение диапазона скважностей.

Это объясняется тем, что задний фронт при наличии фиксации будет представлять собой "укороченную" экспоненту /рис. 62б/, для которой время нарастания равно

$$t_{3\phi} = \tau \ln \frac{1}{1 - \frac{E_{\phi}}{E_K}} \quad /170/$$

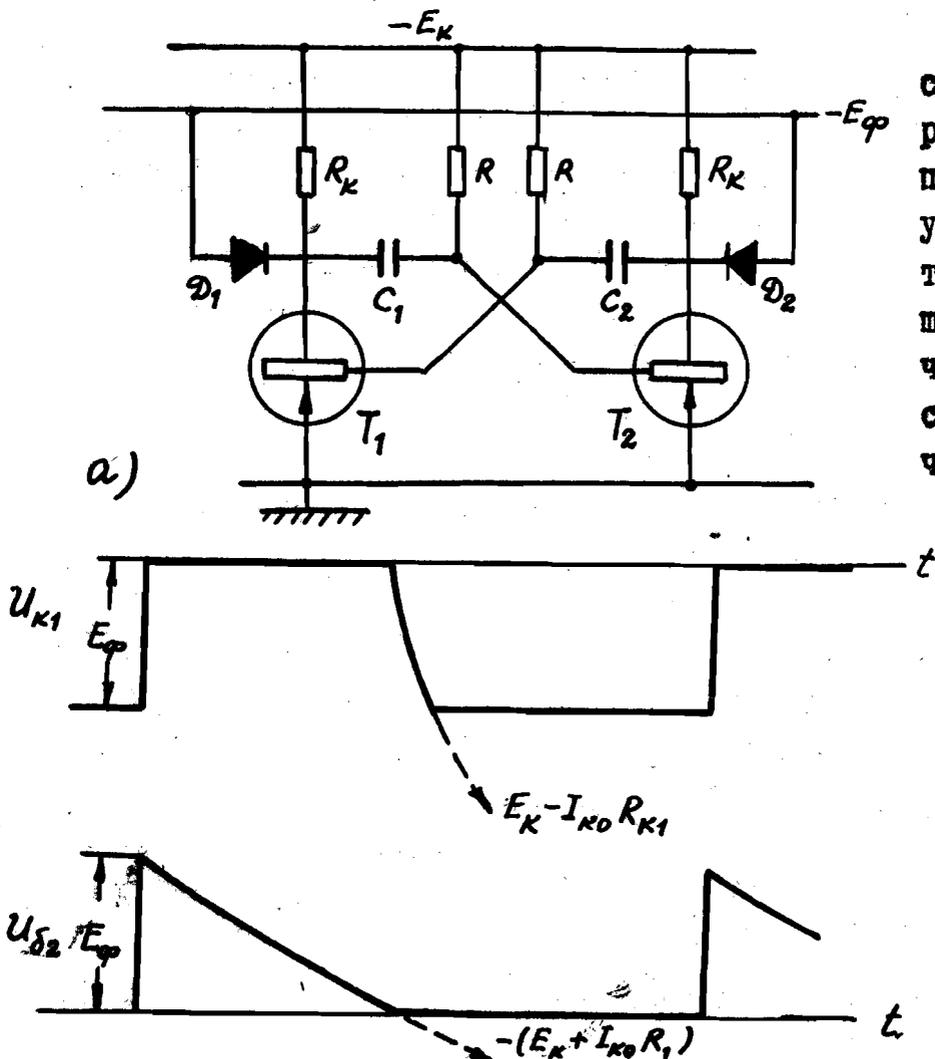
Это время будет меньше $2,3 \tau$, если $E_{\phi} < 0,9 E_K$

Например, при $E_{\varphi} = 0,2 E_K$, получается $t_{\varphi} = 0,23 CR_K$ т.е. в 10 раз меньше, чем без фиксации.

Период колебаний определяется формулой /169/, в которой следует под величиной λ понимать $\frac{E_K}{E_{\varphi}} > 1$.

Важно отметить, что при $\lambda > 1$ относительная роль фактора ν уменьшается. Значит, при прочих равных условиях, схема с фиксацией более стабильна, а при одинаковой стабильности можно делать большими времязадерживающие сопротивления R .

Очевидно, что за счет фиксации величина выходного напряжения существенно уменьшается. Поэтому уровень фиксации следует выбирать, исходя из желательного значения $U_{вых}$, а напряжение E_K делать достаточно большим.



Разумеется, схема на рис. 68, при прочих равных условиях потребляет большую мощность, чем основная схема на рис. 58, что будет видно из приводимых примеров.

Рис. 62. Мульти vibrator с фиксацией коллекторных потенциалов: а/ принципиальная схема, б/ временные диаграммы.

Пусть заданы $T_2 = 0,1$ мксек; $\beta = 50$; $I_{кв} = 25$ мка;
 $U_{вых} = 10$ в; $T = 50$ мксек.

Рассчитаем сначала мультивибратор без фиксации, принимая $E_k = U_{вых} = 10$ в.

Выбираем $R_k = 2$ ком из условия /163/;

Выбираем $R = 40$ ком из условия $\beta = 0,1 \ll 1$, удовлетворяющего неравенствам /153/, /160/.

Находим величину $C \approx 1000$ пф из /158/.

Длительность заднего фронта будет равна

$$t_{зф} = 2,3 CR_k = 5 \text{ мксек.}$$

Потребляемая мощность $P \approx E_k I_k = 50$ мвт.

Теперь рассчитаем мультивибратор с фиксацией, принимая $E_{ф} = U_{вых} = 10$ в и $E_k = 40$ в.

Оставляя прежние значения R_k и R , найдем величину C из выражения /169/, подставляя $\lambda = \frac{E_k}{E_{ф}} = 4$. Тогда $C \approx 2500$ пф.

Длительность заднего фронта, согласно /170/, будет равна

$$t_{зф} = 0,3 CR_k = 1,5 \text{ мксек,}$$

а потребляемая мощность $P \approx 800$ мвт.

Необходимо подчеркнуть, что в данном случае мы можем пойти на увеличение сопротивлений R , так как при $\lambda > 1$, согласно /169/, относительная роль температурного фактора снижается. Принимая $R = \beta R_k = 80$ ком, мы уменьшим время $t_{зф}$ еще в два раза, до $0,75$ мксек.

Наконец, можно понизить мощность в два раза /до 400 мвт/, увеличив R_k до 4 ком, R до 160 ком и уменьшив емкость C до 610 пф. При этом сохранится $t_{зф} \approx 0,75$ мксек.

В заключение следует подчеркнуть, что чрезмерное увеличение напряжения E_k приводит только к излишнему расходу энергии, не давая заметного выигрыша в длительности заднего фронта. В самом деле, полагая $\lambda = \frac{E_k}{E_p} \gg 1$ в формулах /169/ и /170/ и разлагая логарифмы в ряд с точностью до члена первого порядка, получим

$$(t_{3\varphi})_{\lambda \rightarrow \infty} = \frac{T}{2\beta}.$$

В нашем примере, при $\beta = 50$, получается минимальное значение $(t_{3\varphi})_{\min} = 0,5$ мксек. Как видим при $\lambda = 4$ мы уже близки к этой предельной величине и дальнейшее увеличение E_k дает лишь незначительное улучшение.

Глава УШ

ОДНОВИБРАТОР С ЭМИТТЕРНОЙ СВЯЗЬЮ

Одновибратор, как спусковая схема с самостоятельным возвратом в исходное состояние, сочетает в себе многие свойства триггеров и мультивибраторов.

Схема на рис.63 по происхождению близка к триггеру с эмиттерной связью. При ее изучении мы, как и в случае мультивибратора, будем считать скачки токов и напряжений мгновенными, т.е. не станем анализировать длительность стадий рассасывания и регенерации в переходном процессе.

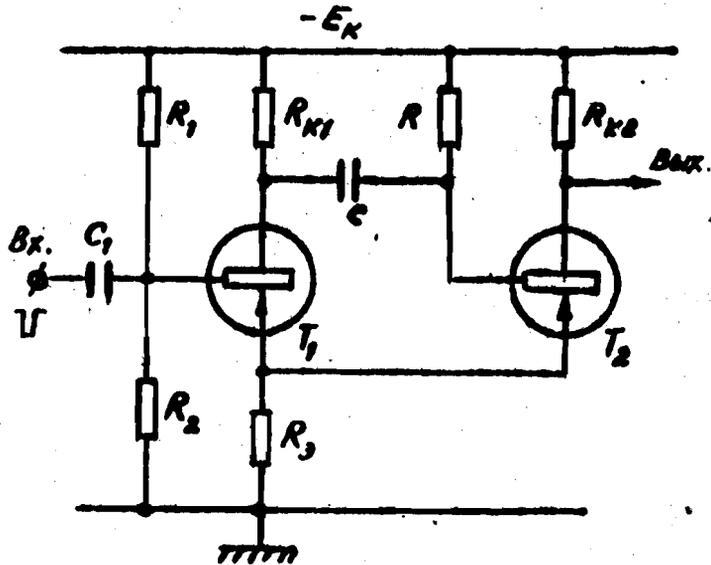


Рис.63. Принципиальная схема одновибратора с эмиттерной связью.

I. Статический расчет одновибратора

В исходном состоянии схемы триод T_1 заперт, а триод T_2 насыщен. Потенциал второго триода по формуле /22а/ равен

$$U_{T2} = \frac{E_K (g_{K2} + g)}{g_{K2} + g + g_3} \quad /171/$$

Величинами U_{T2} и R_{K2} обычно задаются в начале расчета, как и в случае триггера с эмиттерной связью. Тогда, из условия насыщения $\beta I_{02} \geq I_{K2}$ легко получить ограничение, накладываемое на времязадающее сопротивление:

$$R \leq \beta R_{K2} \quad /172/$$

При минимальных значениях β и R_{K2} можно использовать знак равенства, чтобы избежать излишнего насыщения триода.

Подставляя /172/ в /171/, найдем величину эмиттерного сопротивления

$$R_3 \leq \frac{\alpha \vartheta}{1 - \vartheta} R_{K2} \quad /173/$$

где, как и раньше,

$$\vartheta = \frac{U_{T2}}{E_K}$$

Коллекторный потенциал первого триода в исходном состоянии равен

$$(U_{K1})_0 = E_K - I_{K0} R_{K1} \quad /174/$$

Смещение U_0 на базе первого триода, определяемое делителем $R_1 - R_2$, должно обеспечивать запираание триода, т.е. должно удовлетворять неравенству:

$$U_0 = E_K \frac{R_2}{R_1 + R_2} + I_{K0} R_1 \parallel R_2 < U_{T2} \quad /175/$$

Из выражения /175/ видно, что сопротивление R_2 следует выбирать небольшим, чтобы обеспечить температурную стабильность смещения U_0 и, тем самым, чувствительность одновибратора.

Смещение U_0 не должно быть излишне малым, так как в противном случае, во-первых, потребуется больший спусковой сигнал для отпирания триода T_I / понизится чувствительность / и, во-вторых, уменьшится входное сопротивление схемы, зависящее от величины R_2 .

Подадим теперь спусковой сигнал $U_{вк} > (U_{T2} - U_0)$, опрокидывающий схему во временно-устойчивое состояние. Будем считать сигнал весьма коротким, чтобы не учитывать его влияние на процесс выдержки.

В момент $t = +0$ /непосредственно после опрокидывания/ триод T_I "стягивается в точку". Его потенциал определится из формулы узлового напряжения^{X/}:

$$U_{T1}(0) = \frac{E_K(g_1 + g_{K1} + 2g) - (U_{T2} + I_{K0}R_{K1})g}{g_1 + g_{K1} + g_2 + g_3 + g} \approx \frac{E_K(g_1 + g_{K1})}{g_1 + g_2 + g_{K1} + g_3} \quad /176/$$

Из выражения /176/ видно, что если проводимости g_1 и g_2 очень велики /низкоомный делитель $R_1 - R_2$ /, то потенциал $U_{T1}(0)$ близок к начальному смещению U_0 на базе первого триода /см. 175 /. При уменьшении проводимостей g_1 , g_2 потенциал $U_{T1}(0)$ будет меньше U_0 . Это объясняется тем, что часть тока I_{S1} , ответвляется в сопротивление R_2 и течет навстречу исходному току I_{R2} , уменьшая падение напряжения на этом сопротивлении.

X/ При выводе принято, что напряжение на емкости во время скачка не меняется и равно

$$U_C(+0) = U_C(-0) = (U_{K1})_0 - U_{T2} = E_K - I_{K0}R_{K1} - U_{T2}.$$

При упрощении формулы положено $2g \ll g_{K1} + g_1$

и $U_{T2} + I_{K0}R_{K1} \ll 2E_K$.

Подставляя /171/ и /173/ в приближенное условие насыщения^{х/}

$$2g_3 U_{T1}(0) > [E_K - U_{T1}(0)] g_{K1}$$

и полагая $\eta = \frac{U_{T1}(0)}{E_K} \ll 1$, можно получить ограничение, налагаемое на величину сопротивления R_{K1} в следующем виде:

$$R_{K1} > \frac{2R_1 \parallel R_2}{\sqrt{1 + 4 \frac{\eta_0 R_1 \parallel R_2}{R_{K2}}} - 1}, \quad /177a/$$

где

$$\eta_0 = \frac{U_0}{E_K} < \eta.$$

Если делитель $R_1 - R_2$ достаточно низкоомный, можно разложить корень в ряд по правилу $\sqrt{1+x} \approx 1 + 0,5x$ и получить приближение

$$R_{K1} > \frac{\eta}{\eta_0} R_{K2}. \quad /177б/$$

При высокоомном делителе необходимое сопротивление R_{K1} , согласно /177а/ должно быть больше, чем согласно /177б/. Как видим, при всех условиях $R_{K1} > R_{K2}$.

По аналогии с триггером следует ожидать, что большие значения R_{K1} нежелательны с точки зрения фронтов выходных импульсов. Поэтому делитель $R_1 - R_2$ нужно делать по возможности низкоомным, тем более, что это выгодно и с точки зрения температурной стабильности.

х/

Здесь мы пренебрегаем током в цепи $C-R$.

2. Время выдержки и его стабильность

Как видно из предыдущего раздела, в результате статического расчета определяются все сопротивления в схеме^{х/}. Поэтому необходимое время выдержки должно обеспечиваться величиной емкости C .

Рассмотрим временные диаграммы на рис. 64.

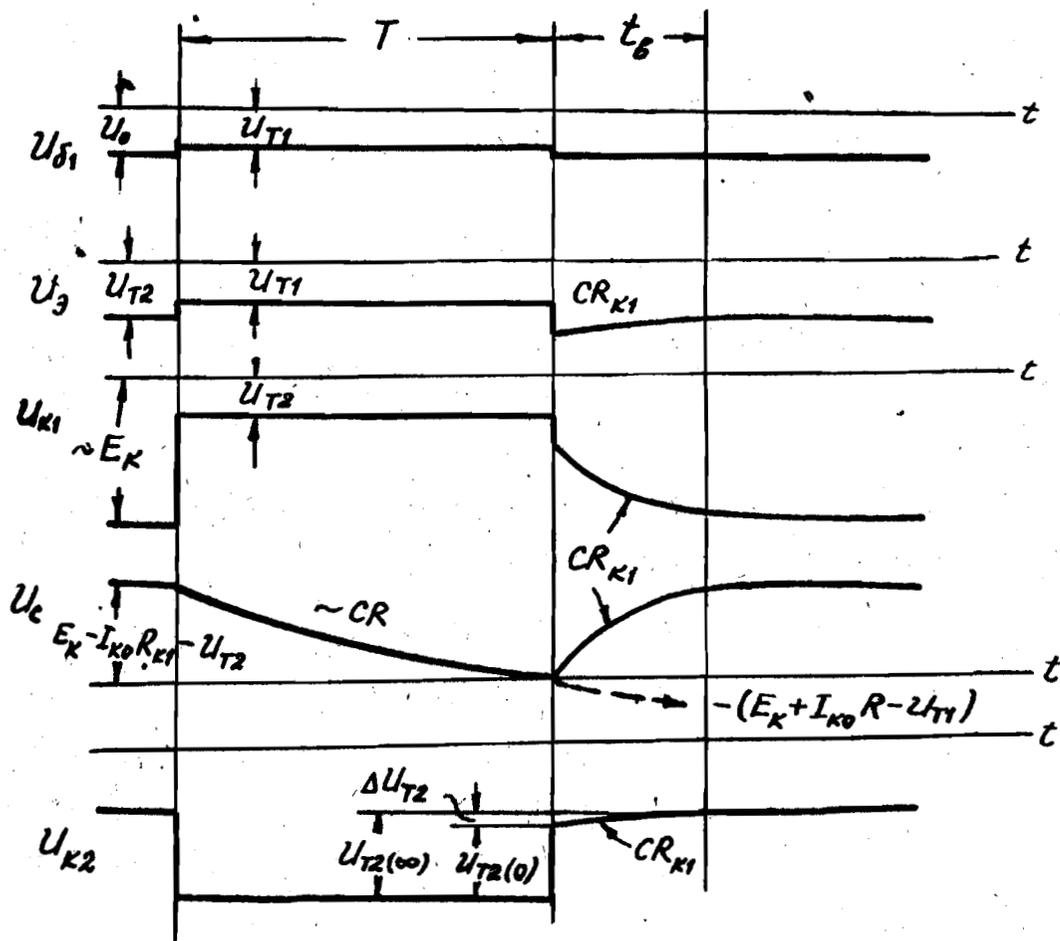


Рис. 64. Временные диаграммы работы одновибратора без учета влияния спускового сигнала.

^{х/} Сопротивлением $R_{к2}$ задаются в начале расчета, руководствуясь неравенством /180/.

После опрокидывания одновибратора в момент $t = 0$, емкость C перезаряжается, согласно на раз использованной зависимости

$$U_c(t) = U_c(0) + [U_c(\infty) - U_c(0)](1 - e^{-\frac{t}{T}}),$$

где

$$U_c(0) = E_K - U_{T2} - I_{K0} R_{K1}$$

$$U_c(\infty) = -(E_K - U_{T1} + I_{K0} R)^*)$$

$$T = C(R + R_{K1} \parallel R_3 \parallel R_1 \parallel R_2) \approx CR.$$

Обратное опрокидывание произойдет тогда, когда откроется триод T_2 , т.е. когда потенциал базы U_{B2} делается равным потенциалу эмиттера $U_{E2} = U_{T1}(0)$. В этот момент, очевидно, напряжение на емкости будет равно нулю.

Используя приведенные выражения и полагая $U_c(T) = 0$, найдем время выдержки в следующем виде:

$$T = CR \ln \frac{2E_K - (U_{T1} + U_{T2}) + I_{K0}(R - R_{K1})}{E_K - U_{T1} + I_{K0}R} \quad /178a/$$

Учитывая обычно выполняемые соотношения $U_{T1} < U_{T2} \ll E_K$ и $R_{K1} \ll R$, получим приближенное выражение, по форме совпадающее с выражениями /156/ для полупериодов мульти-вибратора:

$$T \approx CR \ln \frac{2 + \nu}{1 + \nu}, \quad /178b/$$

*/ Потенциал триода T_1 несколько изменяется в течение времени выдержки, как будет указано позднее. Однако это изменение обычно несущественно и мы в данном случае считаем указанный потенциал неизменным и равным $U_{T1}(0)$.

где

$$\vartheta = \frac{I_{ko} R}{E_k}$$

Время выдержки, как и период мультивибратора, уменьшается с ростом температуры. При высоких рабочих температурах и жестких требованиях к стабильности желательно применение кремниевых транзисторов. Для германиевых триодов нужно обеспечивать условие $\vartheta \ll 1$.

Времязадающая емкость C вычисляется из выражений /178/ по заданному времени T .

Уменьшение емкости ограничено ее влиянием на длительность переходного процесса, т.е. на времена нарастания фронтов выходного импульса. Будем руководствоваться соотношением /162/, приведенным для мультивибратора. В данном случае под сопротивлением R_k , строго говоря, нужно понимать R_{k1} , но мы подставим меньшую величину — R_{k2} :

$$CR_{k2} \geq 5T_d. \quad /179/$$

Тогда можно выбирать сопротивление R_{k2} , которым задаются в начале расчета, из условия, аналогичного /163/ и гарантирующего величину C не менее 100 пф:

$$R_{k2} (\text{ком}) \leq 50T_d (\text{мкс}) \approx \frac{8}{f_d (\text{мгц})}. \quad /180/$$

Наконец, комбинируя /179/ и /178/, нетрудно получить приближенное соотношение между временем выдержки и параметрами триодов:

$$T > \beta T_d \approx T_\beta, \quad /181/$$

которое аналогично соотношению /164а/ для мультивибратора.

Вернемся к временным диаграммам и поясним изменения токов и потенциалов в интервале выдержки.

Ток I_{K1} меняется незначительно, но в принципе он уменьшается на величину изменения тока через емкость в процессе ее разряда, т.е. на величину $\Delta I_C \approx E_K g$. Это изменение происходит с постоянной времени $\tau \approx CR$.

Уменьшение разрядного тока через емкость уменьшает потенциал триода T_1 с той же постоянной времени на величину

$$\Delta U_{T1} \approx \Delta I_C (R_{K1} \parallel R_3 \parallel R_1 \parallel R_2).$$

В реальных случаях это изменение не превышает $0,1$ в и мы пренебрегли им при расчете времени T .

Потенциал базы $U_{\delta 2} = U_C - U_{T1}$ изменяется так же, как и напряжение U_C , которое мы уже рассмотрели выше при выводе выдержки T .

Остальные величины $I_{\delta 2}$, I_{K2} , U_{K2} остаются неизменными.

3. Процесс восстановления

После обратного опрокидывания одновибратора, когда снова насыщается триод T_2 , потенциал последнего не сразу принимает статическое значение $|I_7 I|$. Это объясняется тем, что напряжение на емкости C во время скачка не меняется и остается равным нулю. Отсюда следует, что в момент $T + 0$ потенциал $U_{T2}(0)$ имеет величину, большую, чем $U_{T2}(\infty) = U_{T2}$:

$$U_{T2}(0) = E_K \frac{g_{K2} + g + g_{K1}}{g_{K2} + g + g_{K1} + g_3} > U_{T2}. \quad /182/$$

Эта величина лишь по мере зарядки емкости C падает до статического значения.

Потенциал U_{K1} в момент $T + 0$ оказывается равным $U_{T2}(0)$, так как точки B_2 и K_1 связаны незаряженной емкостью.

Конденсатор С заряжается с постоянной времени восстановления.

$$\tau_b = C(R_{K1} + R \parallel R_{K2} \parallel R_3) \approx CR_{K1}$$

ВРЕМЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ можно определить как время, необходимое для того, чтобы потенциал $U_{T2}(t_b)$ отличался от статического значения на заданную величину Δ_m .

Полагая $U_{T2}(t_b) = U_{T2}(\infty) + \Delta_m$ и исходя из выражения

$$U_{T2}(t) = U_{T2}(0) + [U_{T2}(\infty) - U_{T2}(0)](1 - e^{-\frac{t}{\tau_b}}),$$

в которое подставляются /182/ и /171/, легко найдем

$$t_b = CR_{K1} \ln \frac{E_K \frac{g_{K1} g_3}{(g_{K2} + g_3 + g)(g_{K2} + g_3 + g + g_{K1})}}{\Delta_m} \quad /183a/$$

Для упрощения полученного выражения, положим $g_{K1} = g_{K2}$ вопреки условию /177/, что несколько завьсит расчетное время t_b по сравнению с действительным. Далее, пренебрежем проводимостью g и выразим g_3 через g_{K2} , согласно /173/. Тогда, учитывая, что величина $\eta = \frac{U_{T2}}{E_K}$ очень мала, получим следующее приближенное выражение:

$$t_b \approx CR_{K1} \ln \frac{U_{T2}}{\Delta_m} \frac{1 - \eta}{1 + \eta} \approx CR_{K1} \ln \frac{U_{T2}}{\Delta_m} \quad /183б/$$

По истечении времени t_b схема приходит в исходное состояние. В частности, восстанавливается ее чувствительность, определяемая разностью $(U_{T2} - U_0)$.

Если очередной спусковой сигнал поступит до завершения восстановления, то, во-первых, его амплитуда может оказаться меньше величины $(U_{T2} - U_0)$ и схема не сработает; во-вторых, амплитуда выходного импульса получится заметно меньше нормальной. Кроме того, анализ переходных процессов показывает, что увеличатся времена нарастания фронтов.

можно скомпенсировать некоторым увеличением емкости. В остальном процессы в интервале T будут протекать так же, как и раньше. Однако после обратного опрокидывания напряжение на емкости будет стремиться возрасти до величины E_K , но будет "по дороге" зафиксировано на меньшем уровне E_{φ} . Таким способом можно сократить время восстановления в несколько раз.

Как видно из рис. 65, диод D одновременно с фиксацией служит для подачи спускового сигнала на базу насыщенного триода через емкость C . Следовательно, источник сигнала не посредственно обеспечивает выход триода T_2 из насыщения. Когда ток через сопротивление R_2 уменьшится настолько, что потенциал U_2 понизится до величины $U_{\delta 1} = U_0$, открывается триод T_1 и начинается регенерация, при которой наличие сигнала уже не является необходимым. Однако требования к величине и длительности спускового импульса мы не будем рассматривать, поскольку в самом начале отказались от анализа переходных процессов. Методика такого анализа, изложенная в главах IV, V и VI вполне применима и к одновибратору.