

Б213  
С73

Дж. И. С. Чесеву

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

На правах рукописи

И. П. Степаненко

# ОСНОВЫ ТРАНЗИСТОРНОЙ ТЕХНИКИ

(учебное пособие)

Часть I

ТРАНЗИСТОРЫ

Министерство высшего и среднего специального  
образования РСФСР

Московский инженерно-физический институт

На правах рукописи

621.38

244

И.П.Степаненко

**ОСНОВЫ ТРАНЗИСТОРНОЙ ТЕХНИКИ**

(учебное пособие)

Часть I

Транзисторы

## Г л а в а I

### В В Е Д Е Н И Е

Полупроводниковые приборы в виде "кристаллических детекторов" (выпрямителей) появились вскоре после изобретения радио и просуществовали до 30-х годов нашего века. Кристаллический детектор представлял собой "точечный" контакт металлической иглы с поверхностью природного полупроводникового минерала: галена, цинкита, халькопирита и др. В этой форме детектора известный советский физик Лосев О.В. обнаружил в 1922 г. участок отрицательного сопротивления на вольтамперной характеристике и, тем самым, возможность усиления и генерации с помощью такого диода. В 20-х годах были разработаны полупроводниковые диоды с "поверхностным" контактом, т.е. с гораздо большей рабочей площадью. В качестве полупроводников в таких диодах использованы уже не природные минералы, а искусственно полученные закись меди или селен. Такие купроксные (медиозакисные) и селеновые выпрямители распространены и в настоящее время, первые - в измерительной технике, вторые - в выпрямительных установках. Однако в целом полупроводниковые приборы указанных типов, начиная с 20-х годов, уступили место электровакуумным и вазоразрядным приборам, главными преимуществами которых в то время были: большая надежность и стабильность; возможность усиления сигналов (кристаллический аналог усилительных ламп отсутствовал); несравненно большие рабочие мощности при достаточно высоких частотах; меньшие собственные шумы.

В период бурного развития радиолокации (1940-45 гг.) и ее базы - техники сверхвысоких частот - появились новые типы кристаллических детекторов: германиевые и кремниевые, которые оказались предпочтительными по сравнению с соответствующими лампами. В процессе углубленного исследования германиевых и кремниевых диодов в 1943 г. был разработан трехэлектродный полупроводниковый усилитель с "точечными" контактами - точечный триод. Несколько позже появился полупроводниковый усилитель с поверхностным контактом - плоскостной триод, который в различных модификациях составляет сейчас основу полупроводниковой - транзисторной электроники<sup>x)</sup>.

Достоинствами транзисторов, обусловливающими бурное развитие транзисторной техники, являются: отсутствие изнашивающихся деталей; простота и жесткость конструкции; исключительно малые габариты и вес; малое потребление мощности, как за счет отсутствия накала, так и за счет малых рабочих напряжений и токов. В ряде конкретных применений ценные являются такие особенности как двусторонняя проводимость, малое входное сопротивление, отсутствие фона от цепи накала и другие.

Преимущества транзисторов позволяют решать назревшие задачи в области вычислительных машин, приборов с батарейным питанием, в проводной технике и радиосвязи. Во всех

<sup>x)</sup> Английское слово *transistor* является составным и происходит от *transfer* (передающее, усилительное) и *resistor* (сопротивление). Термин "транзистор" мы сохраним как общее название для усилительных полупроводниковых приборов, использующих тот или иной вид контакта. Полупроводниковый триод, с которым мы в основном будем иметь дело в дальнейшем, является лишь одним из видов транзисторов, наряду с тетродами разных типов, диодом "с двойной базой" и т.д. К транзисторам не относятся, например, полупроводниковые усилители, использующие эффект Холла, так как у них нет характерных контактов.

в этих областях применение ламп в последние годы сталкивается с рядом серьезных трудностей.

В то же время возрождение полупроводниковых приборов не следует понимать, как период "вымирания" электронных ламп. Необходимо обеспечить разумный синтез обоих типов приборов при решении современных технических задач.

Транзисторные усилители относятся к тому же классу, что и ламповые, т.е. работают с источниками питания по постоянному току. Поэтому при анализе и разработке полупроводниковых схем широко используются основные понятия и принципы ламповой техники. В то же время необходимо учитывать характерные особенности полупроводниковых приборов, которые описаны ниже.

## Г л а в а П

### ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Границы между проводниками, полупроводниками и изоляторами, разумеется, условны. Обычно к полупроводникам относят материалы, имеющие при комнатной температуре удельное электрическое сопротивление  $\rho$  в пределах от  $10^{-3} + 10^{-2}$  омсм до  $10^8 + 10^{10}$  омсм<sup>x)</sup>. Однако главная специфика полупроводников заключается не в этой количественной ионной характеристике, а в их структуре и связанном с ней механизмом проводимости. Рассмотрим эти вопросы на примере четырехвалентного элемента герmania, который сейчас имеет наибольшее распространение в транзисторной технике.

В кристаллической решетке герmania атомы расположены в пространстве по углам тетраэдров, но мы для простоты будем изображать их в плоскости (рис. I). Связь атома в решетке герmania называется ковалентной (или просто валентной), в отличие от ионной связи, например, в решетке  $Na^+ Cl^-$ , когда атомы ионизированы. Валентная связь выражается в попарной связи валентных электронов при сохранении нейтральности каждого атома. На рис. I валентная связь изображена сходящимися

<sup>x)</sup> В полупроводниковой технике принято измерять удельное сопротивление в физических единицах омсм (сопротивление 1 см<sup>3</sup> материала):

$$1 \text{ омсм} = 1 \frac{\text{ом см}^2}{\text{см}} = 10^4 \frac{\text{ом мм}^2}{\text{м}}$$

стрелками. Такая полностью однородная структура имеет место лишь при абсолютном нуле температуры; при этом свободные заряды отсутствуют, т.е. проводимость равна нулю.

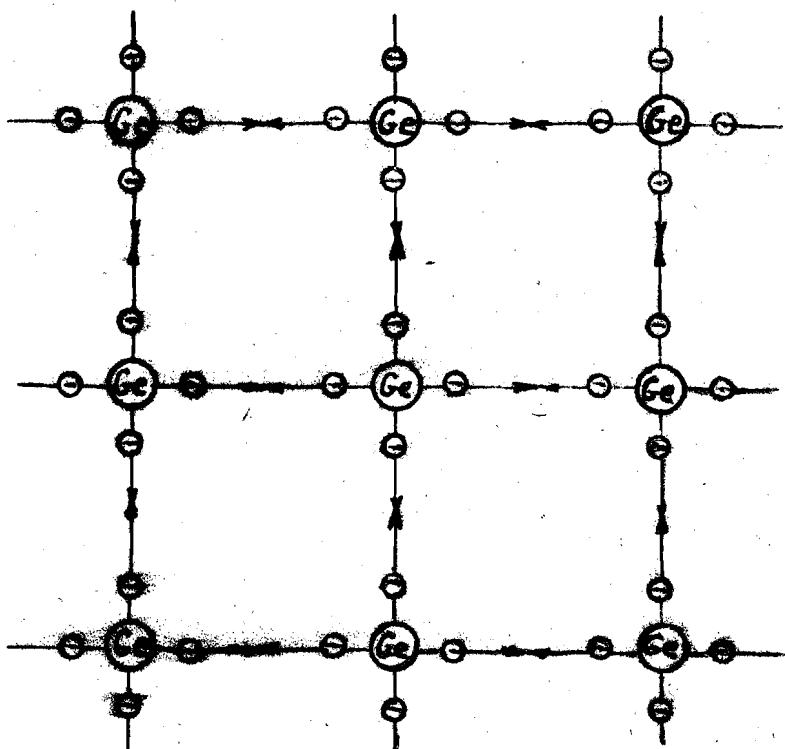


Рис. 1. Структура кристаллической решетки германия при  $T = 0$ .

По мере нагревания и приближения к комнатной температуре все большее число валентных связей нарушается за счет тепловых колебаний атомов.

При этом одновременно образуются свободные электроны и "пустые места" - дырки вблизи тех атомов, откуда эти электроны вылетели (рис.2).

Дырка ведет себя подобно положительной частице с единичным зарядом и совершает хаотическое движение в течение

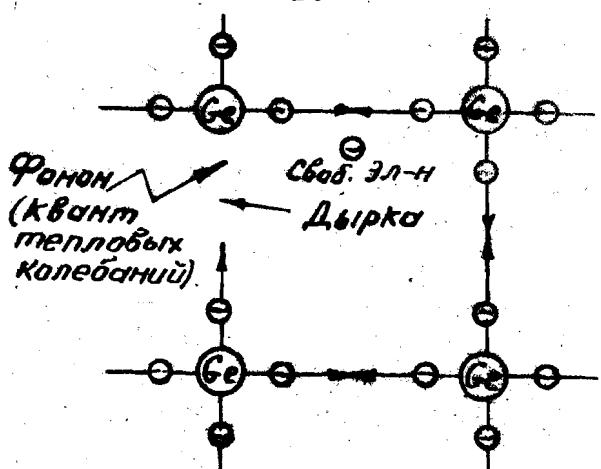


Рис.2. Процесс образования пары электрон-дырка под действием тепла или света.

некоторого времени - вре<sup>м</sup>ени жизни - после чего рекомбинирует с одним из свободных электронов. Своеобразное "движение" дырки, путем последовательного ее замещения электронами, наглядно показано на рис. 3. Таким образом, в полупроводниках имеются два типа носителей заряда: электроны и дырки.

При нагревании (или освещении) полупроводника носители всегда образуются парами. Одновременно с генерацией носителей происходит их рекомбинация, но количества электронов и дырок остаются равными друг другу. Равновесная концентрация каждого из двух типов носителей  $n_i$  (в 1 см<sup>3</sup>) зависит для данного материала только от температуры:

$$n_i = A e^{-\frac{4E}{2kT}} = A e^{-\frac{q\varphi}{2kT}}, \quad (1)$$

где

$q$  - элементарный заряд,

$k$  - постоянная Больцмана,

$T$  - абсолютная температура,

$4E$  - ширина запрещенной зоны энергий,

$\varphi$  - потенциал, аналогичный внутреннему потенциалу выхода в теории электронной эмиссии.

Величину  $\frac{kT}{q}$ , имеющую размерность напряжения и пропорциональную температуре, назовем для краткости температурным потенциалом:

$$\varphi_T = \frac{kT}{q} \approx 0,025 \text{ в} \quad (\text{при } T \approx 300^\circ). \quad (2)$$

Проводимость полупроводника, обусловленная парными носителями теплового происхождения, называется собственной.

В отличие от собственной проводимости, характерной для абсолютно чистых, однородных полупроводников, проводимость при наличии примесных атомов, нарушающих структуру решетки, называют примесной проводимостью. Если замещение части основных атомов примесными приводит к появлению

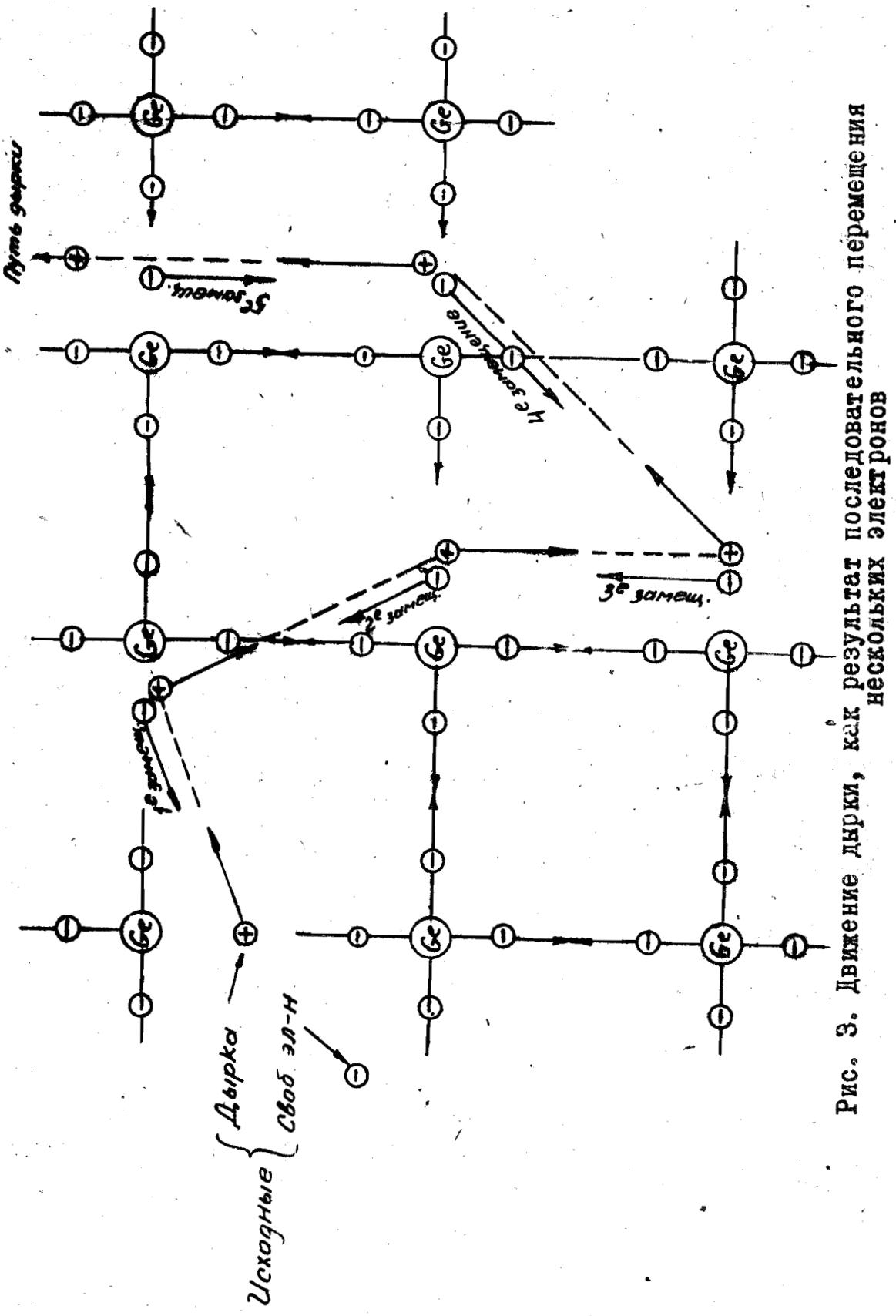


Рис. 3. Движение дырки, как результат последовательного перемещения нескольких электронов

избыточных свободных электронов, проводимость будет преимущественно электронная. Такие полупроводники называют электронными или "типа  $n$ ", а соответствующие примеси - донорными ("дающими" электроны). Если примесь вызывает появление избыточных дырок, проводимость будет преимущественно дырочной и полупроводник называют дырочным или "типа -  $\rho$ ", а примесь - акцепторной ("принимающей", связывающей электроны). По отношению к четырехвалентному германию донорами являются элементы V группы ( $Sb$ ,  $As$ ), а акцепторами - элементы III группы ( $In$ ,  $Al$ ,  $Ga$ ), как показано на рис. 4.

Атом донора, отдавший избыточный электрон, превращается в неподвижный положительный ион; атом акцептора, притянувший недостающий электрон, превращается в неподвижный отрицательный ион.

Примеси вводятся в полупроводники в ничтожных ( $10^{-4}\%$  и менее), но весьма точных количествах, так как проводимость резко зависит от числа донорных или акцепторных центров.

Носители, составляющие большинство в данном полупроводнике, называются основными, а носители, составляющие меньшинство - неосновными. В  $\rho$ -полупроводнике основные носители дырки, неосновные - электроны, в  $n$ -полупроводнике - наоборот. Проводимость примесного полупроводника определяется концентрацией основных носителей.

Концентрация основных и неосновных носителей в условиях термодинамического равновесия (отсутствие тока и разности температур) связаны обратной пропорцией:

$$n_o \cdot p_o = n_i^2, \quad (3)$$

где  $n_o$  и  $p_o$  - равновесные концентрации электронов и дырок.

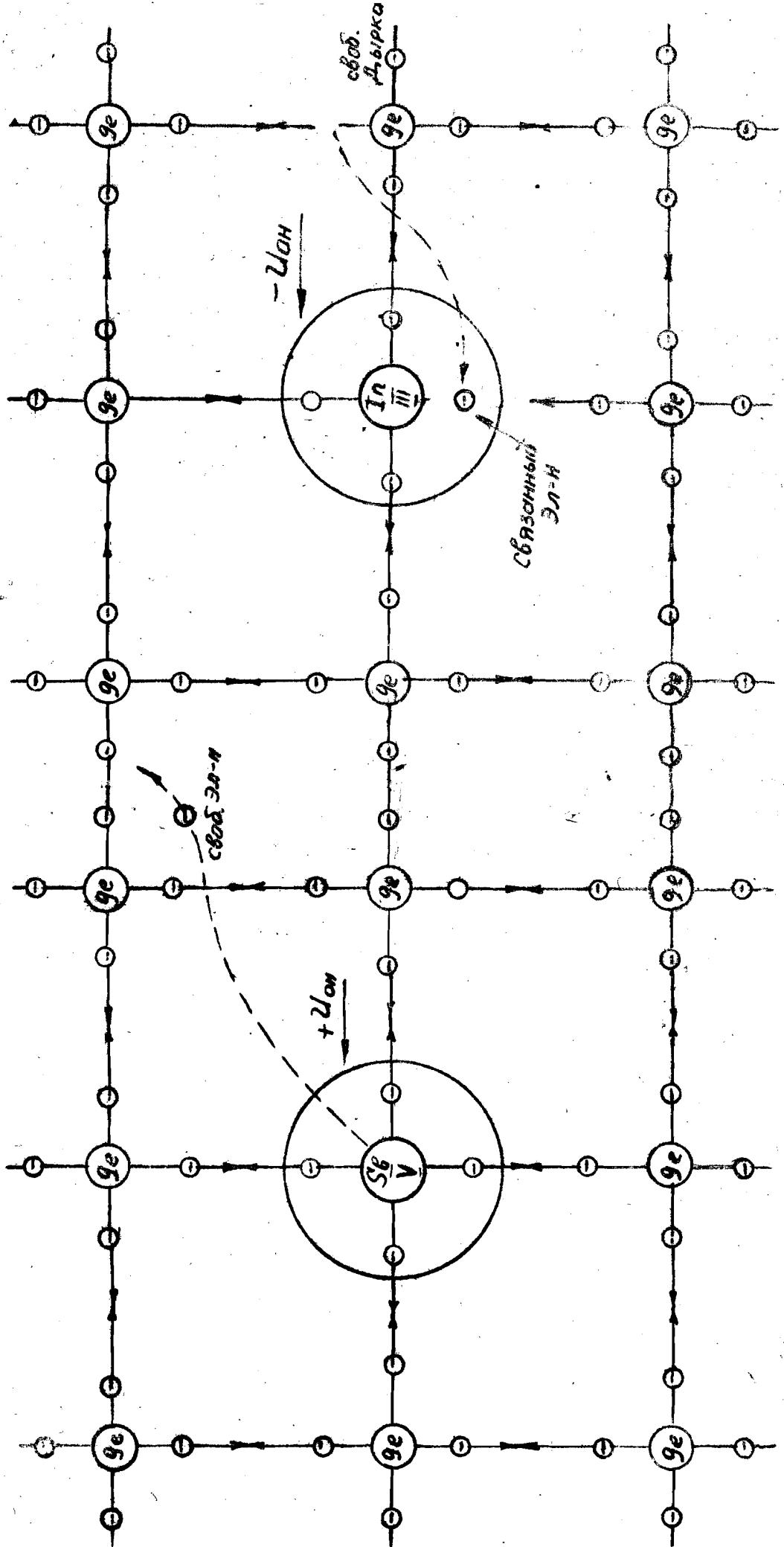


Рис.4. Примесные атомы в решетке германия: а - донорный атом отдает "лишний" электрон, превращаясь в неподвижный положительный ион; б - акцепторный атом притягивает "недостающий" электрон, превращаясь в неподвижный отрицательный ион; образуется свободная дырка

Физический смысл этого соотношения заключается в том, что увеличение концентрации носителей одного знака приводит к усилению рекомбинации и, тем самым, - к уменьшению концентрации носителей другого знака.

Из формулы (3) следует, что в полупроводнике с большой проводимостью (определенной концентрацией основных носителей) концентрация неосновных носителей мала.

## Г л а в а III

### ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ПОЛУ- ПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ

В обычных типах полупроводниковых диодов и триодов имеются либо контакты между слоями полупроводников разного типа ( $p$  и  $n$ ), называемые  $p-n$  переходами, либо точечные контакты полупроводника с металлом. Приборы первого типа называются плоскостными, второго типа - точечными. Точечные приборы мало перспективны в современной транзисторной технике и мы лишь кратко упомянем их ниже.

Рассмотрим свойства плоского перехода (рис. 5). Поскольку концентрация дырок больше в слое  $p$ , а электронов - в слое  $n$ , происходит частичная диффузия этих основных носителей в соответствующий смежный слой, где они являются неосновными. В результате "обнажается" часть отрицательных акцепторов в слое  $p$  и часть положительных доноров в слое  $n$  вблизи границы слоев. Область образовавшегося пространственного заряда и есть собственно область перехода; обычно ее протяженность составляет десятые доли микрона. В реальных переходах удельные сопротивления слоев и, следовательно, концентрации примесей в них, резко различны (на 2-3 порядка). Так как заряды в  $p$  и  $n$  слоях перехода одинаковы, а плотности зарядов, как указано, различны, то переход оказывается "сосредоточенным" в высокомомном слое (слой  $n$  на рис. 5).

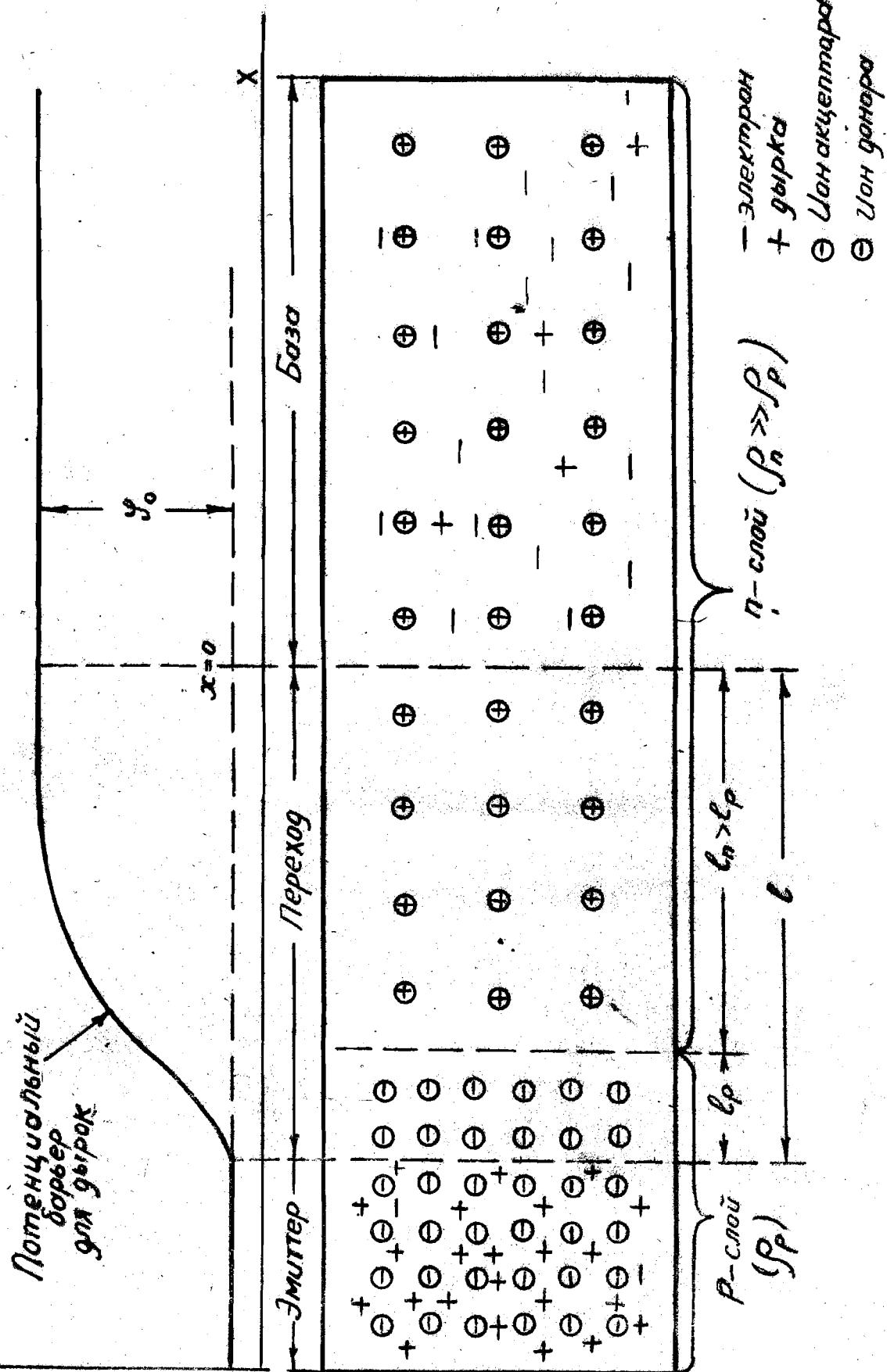


Рис. 5. Структура плоского  $p-n$  перехода

Пространственный заряд обуславливает электрическое поле в переходе - потенциальный барьер, препятствующий диффузии основных носителей. Высота равновесного барьера  $\varphi_0$  определяется концентрациями носителей одного знака в обоих слоях:

$$P_{po} = P_{po} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} \quad \text{или} \quad n_{po} = n_{po} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} \quad (4)$$

В германии обычно  $\varphi_0 = 0,3 \pm 0,4$  в.

Неосновные носители обоих слоев беспрепятственно переходят барьер, так как его поле способствует их движению. В отсутствие приложенного напряжения и встречные потоки дырок и встречные потоки электронов через барьер в равновесии уравновешиваются и направленного тока нет.

Если приложить к переходу внешнее напряжение  $U < \varphi_0$  плюсом на  $p$ -слой и минусом на  $n$ -слой, то высота потенциального барьера уменьшается до величины  $\varphi_0 - U$ . При этом потоки основных носителей, конечно, возрастут, а потоки неосновных носителей практически не изменятся, так как барьер по-прежнему способствует их движению.

В реальных переходах, в которых один из слоев очень низкоомен по сравнению с другим, поток основных носителей из низкоомного слоя доминирует. Поэтому в нашем случае (рис.5) ток через переход будет протекать из слоя  $p$  в слой  $n$  и будет в основном дырочным. Таким образом, при прямом напряжении (понижающем высоту барьера) в реальном переходе имеет место не "обмен" носителями, а односторонняя инъекция неосновных носителей в высокоомный слой (на рис.5 - дырок в  $n$ -слой). Инъектирующий слой называют эмиттером, а слой, в который инъектируются неосновные для него носители, - базой.

Заряд неравновесных, избыточных дырок, поступивших в  $n$ -базу при инъекции, мгновенно компенсируется таким же зарядом электронов, поступающих в базу из внешней цепи, так что база в целом остается нейтральной. Этот процесс компенсации не имеет ничего общего с рекомбинацией отдельных носителей: инъектированная дырка и компенсирующий электрон могут долго сосуществовать в базе. Общее количество носителей в базе при инъекции возрастает и ее проводимость увеличивается.

Если электрические поля в слоях малы<sup>xx)</sup>, то инъектированные носители двигаются в базе диффузационно, под действием градиента концентрации и создают ток с плотностью

$$j = q \left( -D_p \frac{dp}{dx} \right), \quad (5)$$

где  $D_p$  - коэффициент диффузии дырок,  
 $\frac{dp}{dx}$  - градиент их концентрации вдоль оси  $x^{xx})$

Концентрация дырок в базе на границе с эмиттерным переходом получается из выражения (4):

$$P_{n\beta} = P_{p0} e^{-\frac{y_0 - U}{kT}} = (P_{p0} e^{-\frac{y_0}{kT}}) e^{\frac{U}{kT}} = P_{p0} e^{\frac{U}{kT}}, \quad (6)$$

где индекс "0", как и ранее, соответствует равновесному состоянию, а индекс "Э" - эмиттерной границе базы.

<sup>xx)</sup> Это далеко не всегда так. Например, в гл.4, п.6 описаны транзисторы, у которых поле в базе играет существенную роль. Однако первоначальный анализ проще проводить, пренебрегая полем.

<sup>xx)</sup> Анализ переходов и транзисторов проводят обычно для одномерной задачи, пренебрегая отклонениями от главного направления.

При движении вдоль базы дырки постепенно рекомбинируют с электронами, что соответствует конечному среднему времени жизни  $\tau_p$ . В целом процесс диффузии описывается диффузионным уравнением:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - P_0}{\tau} = - \frac{1}{q} \frac{\partial p}{\partial x} \frac{P_0}{\tau} \quad (7)$$

Решение уравнения (7) с учетом граничного условия (6) для длинной базы (на протяжении которой инъектированные дырки полностью рекомбинируют) дает экспоненциальное распределение концентрации вдоль базы, характерное для диодов:

$$p = P_0 e^{-\frac{x}{L_p}}, \quad (8)$$

где  $L_p = \sqrt{D_p \tau}$  — диффузионная длина дырок в  $n$ -слое.

Если длина базы сравнима с диффузионной длиной или меньше ее (как в случае триодов), распределение дырок не будет экспоненциальным.

Пусть теперь к переходу приложено напряжение обратного знака. Тогда высота потенциального барьера возрастает до величины  $U_0 + U$  и потоки основных носителей из эмиттера и базы практически прекращаются. Потоки же неосновных носителей опять существенно не изменятся, причем доминирующим будет поток дырок из  $n$ -слоя в  $p$ -слой<sup>x)</sup>.

Распределение концентрации для этого случая имеет вид:

$$p = P_{n0} \left(1 - e^{-\frac{x}{L_p}}\right), \quad p_{n0} = 0 \quad (9)$$

<sup>x)</sup> Поскольку, согласно (3), концентрация дырок в высокомом  $n$ -слое выше, чем концентрация электронов в низкоомном  $p$ -слое.

Таким образом, в переходе, у которого  $\rho_p \ll \rho_n$ , дырки являются "рабочими" носителями и для прямого и для обратного направлений тока. Если, наоборот, низкоомным является слой  $n$ , т.е.  $\rho_n \ll \rho_p$ , то рабочими носителями будут электроны, слой  $n$  будет эмиттером, а слой  $p$  - базой. В обоих случаях уравнения (6), (7) дают вольтамперную характеристику перехода в виде:

$$i = I_o (e^{\frac{U}{\eta}} - 1), \quad (10)$$

где  $I_o$  - обратный ток насыщения при  $|U| \gg \varphi_T$ :

$$I_o = I_{oo} \cdot e^{-\frac{\sigma}{T}}. \quad (II)$$

Контакты внешних электродов с  $p$  и  $n$  слоями выполняются так, чтобы не образовывать дополнительных переходов. Такие контакты называются омическими.

Очень существенным свойством  $p-n$  перехода является зависимость его ширины от приложенного напряжения. При напряжении прямого знака переход сужается, при напряжении обратного знака расширяется, так как меньшей высоте барьера соответствует меньший пространственный заряд, а большей высоте - больший заряд. Если приращение пространственного заряда отнести к вызвавшему его приращению напряжения, то мы получим емкость перехода. Для весьма распространенных сплавных переходов<sup>x)</sup> эта емкость имеет вид:

$$C = \frac{\sqrt{\varphi_0}}{\sqrt{\varphi_0 - U}} C_o. \quad (12)$$

<sup>x)</sup> Термин "сплавной" связан с технологией получения переходов (см. гл. 4, раздел 6).

При увеличении обратного напряжения, несмотря на расширение перехода, напряженность поля в нем возрастает, что в конце концов приводит к пробою перехода. Очевидно, что напряжение пробоя будет в общем тем больше, чем более высокомоной является база, так как в высокомонной базе ширина перехода больше. В пробое перехода играет роль так же его нагрев за счет рассеиваемой мощности.

## Глава IV

### ТРАНЗИСТОРЫ

I. Основные процессы в плоскостном триоде. Плоскостной полупроводниковый триод состоит из трех слоев - эмиттера, базы и коллектора, - разделенных двумя  $p-n$  переходами. Триоды могут быть двух типов  $p-n-p$  и  $n-p-n$  с взаимно противоположными рабочими полярностями, что не имеет аналогии в области ламповой техники. Условные обозначения обоих типов, рабочие полярности электродов и направления токов показаны на рис. 6. Для конкретности изучим триод  $p-n-p$ , схематически показанный на рис. 7.

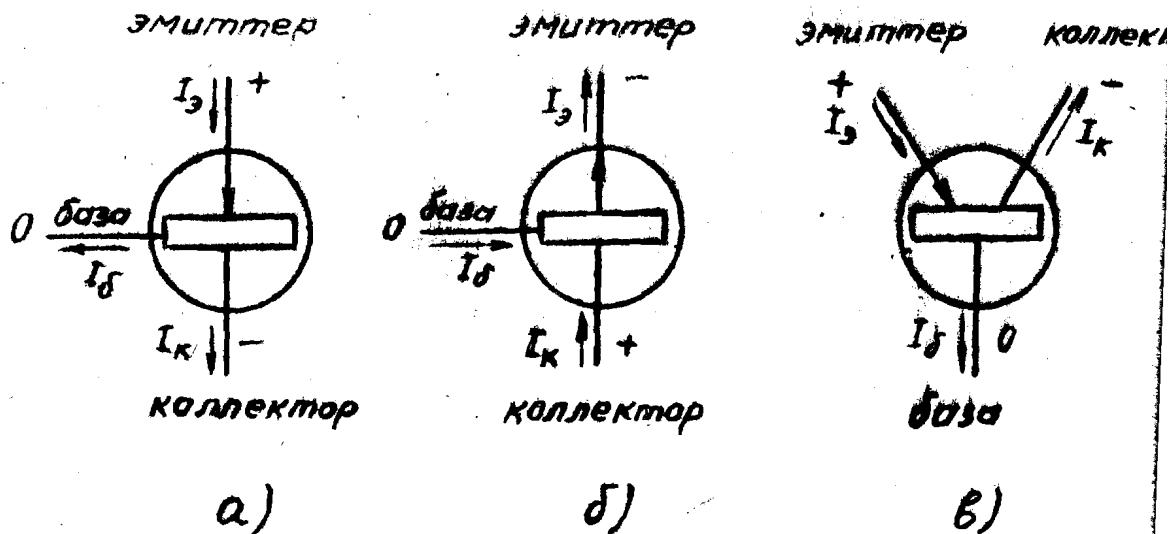


Рис. 6. Условные обозначения полупроводниковых триодов: а - плоскостной триод  $p-n-p$ ; б - плоскостной триод  $n-p-n$ ; в - точечный триод ( $p-n-p$ )

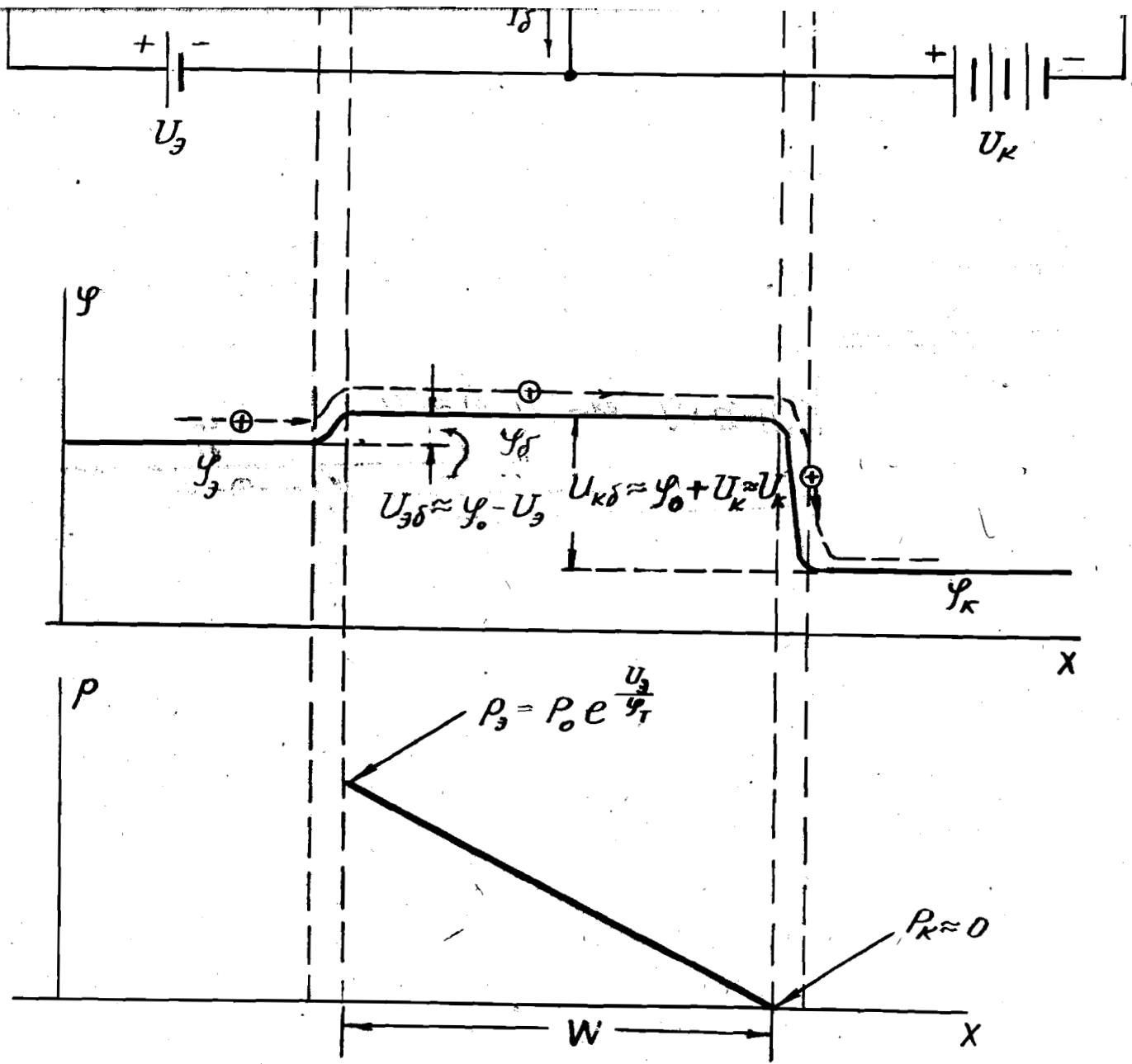


Рис. 7. Процессы в плоскостном триоде  $p-n-p$

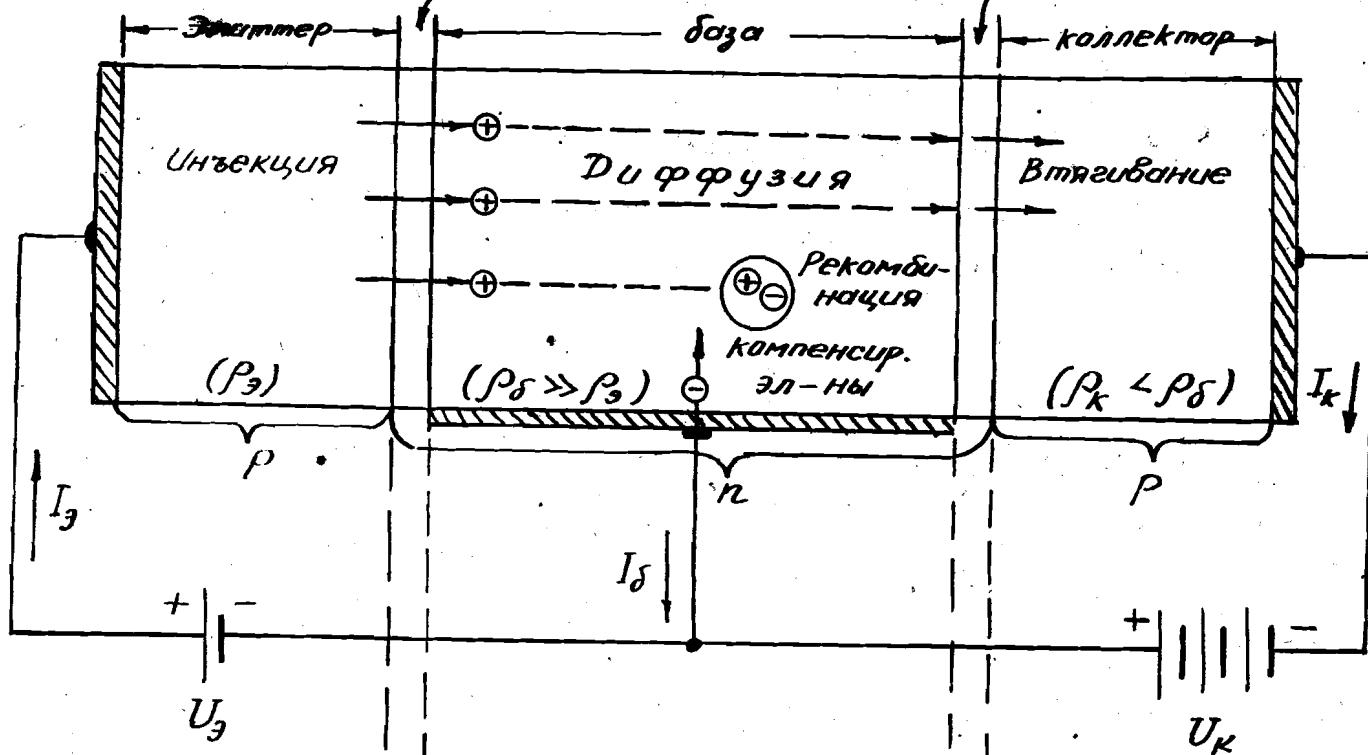
а - структура триода,

б - распределение потенциалов,

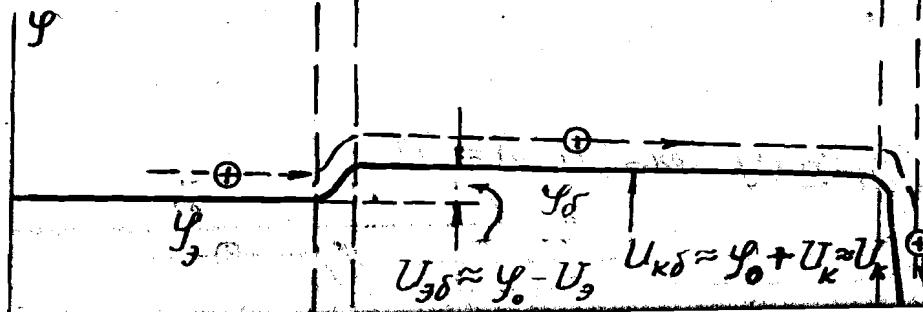
в - распределение концентрации дырок в базе.

Эмиттерный переход работает в прямом направлении и инъектирует в базу неосновные для него

a)



б)



Эмиттерный переход работает в прямом направлении и инъектирует в базу неосновные для нее носители - дырки. Встречный поток электронов из базы в эмиттер значительно меньше, так как  $\rho_s \gg \rho_n$ . Доля дырочной составляющей в полном токе эмиттера называют эффективностью эмиттера

$$\gamma = \frac{I_{\text{эр}}}{I_s} = \frac{I_{\text{эр}}}{I_{\text{эр}} + I_{\text{эн}}}$$

Выше отмечено, что с ростом инъекции растет проводимость базы; поэтому с увеличением тока  $I_s$  неравенство  $\rho_s \gg \rho_n$  ослабляется и эффективность падает. У маломощных триодов  $\gamma \geq 0,999$ .

Процесс инъекции описывается вольтамперной характеристикой:

$$I_s \approx F \frac{2 D_p \rho_n}{W} e^{\frac{U_s}{kT}} I_{\text{эр}} e^{\frac{U_s}{kT}}, \quad (13)$$

где  $F$  - площадь перехода;

$W$  - ширина базы.

Эта характеристика близка к характеристике диода (10). Некоторое отличие связано с тем, что у диода ширина базы  $W > L$ , а у триода  $W \ll L$ .

Инъектированные дырки диффундируют через базу и, за вычетом рекомбинировавших, доходят до коллекторного перехода. Коллекторный переход работает в обратном направлении, поэтому все донесшие до него неосновные носители "втягиваются" в коллектор. Рекомбинационные потери в базе характеризуют коэффициент переноса  $\alpha$ , равным отношению числа дырок, донесших до коллектора, к числу инъектированных дырок. Коэффициент переноса тем ближе к единице, чем меньше ширина базы  $W$  по сравнению с диффузионной длиной  $L$ . Поэтому толщину базы всегда стремятся делать как можно меньше.

Отношение коллекторного тока к эмиттерному (точнее отношение их приращений) называется к оэффициен-  
том передачи (усиления) эмит-  
терного тока и является одним из основных  
параметров триода:

$$\alpha = \frac{dI_K}{dI_3} = \gamma x \approx x = \operatorname{sech} \frac{W}{L} \approx 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{W}{L} \right)^2. \quad (14)$$

У современных триодов  $\alpha = 0,95 \div 0,99$ .

В виду того, что коллекторный ток почти равен эмиттерному, а напряжение на коллекторном переходе может быть во много раз больше, чем на эмиттерном<sup>x)</sup>, имеет место уси-  
ление мощности.

В отсутствие эмиттерного тока (при "оборванном" эмит-  
тере) через коллекторный переход протекает началь-  
ный, неуправляемый ток коллектора  $I_{K0}$ . Он образуется  
наосновными носителями: дырками из базы и электронами из  
коллектора. Ток  $I_{K0}$  аналогичен обратному току насыщения  
в диоде: он почти не зависит от коллекторного напряжения и  
экспоненциально зависит от температуры /см. (II)/. Поэтому  
мы будем называть его температурным током  
коллектора. Количественное отличие тока  $I_{K0}$  от  $I_K$   
опять связано с тем, что в диоде ширина базы  $W \gg L$ , а  
в триоде  $W \ll L$ .

Учитывая все сказанное, можно записать выражение для  
коллекторного тока в виде:

$$I_K = \alpha I_3 + I_{K0}. \quad (15)$$

Очень важную роль в работе полупроводниковых триодов  
играет так называемый эффект Эрли. Этот эффект  
связан с тем, что изменения коллекторного напряжения изменяют  
ширину коллекторного перехода и, тем самым, ширину  
базы  $W$ . Так, с ростом  $U_K$  по абсолютной величине

<sup>x)</sup> Напряжение на эмиттерном переходе всегда меньше высоты  
равновесного потенциального барьера  $\varphi$ .

пространственные заряды должны увеличиваться; поэтому переход расширяется, а следовательно, база сужается. Изменения  $W$  вызывают ряд существенных явлений.

а) Изменения  $W$  обусловливают влияние коллекторной цепи на эмиттерную, т.е. внутреннюю обратную связь. В самом деле, если задан ток  $I_3 = \text{Const}$ , то из формулы (13) следует, что изменения  $U_K$  (т.е.  $W$ ) должны сопровождаться изменением  $U_3$ . Связь между изменениями  $U_3$  и  $U_K$  дается коэффициентом обратной связи по напряжению:

$$\mu_{3K} = \frac{\partial U_3}{\partial U_K} = -\beta \frac{U_T}{W_0 \sqrt{U_K}}, \quad (16)$$

который зависит от начальной ширины базы  $W_0$  (при  $U_K = 0$ ) и величины постоянной составляющей напряжения  $U_K$ .

б) Зависимость  $W$  от  $U_K$  обусловливает, согласно (14), зависимость  $\alpha$  от  $U_K$ , причем коэффициент передачи эмиттерного тока растет с ростом  $U_K$ , так как уменьшение  $W$  приводит к уменьшению рекомбинации.

в) Изменения  $W$  обусловливают конечную проводимость коллекторного перехода, т.е. зависимость  $I_K$  от  $U_K$ , которая в явном виде отсутствует в формуле (15). Однако, учитывая только что отмеченную зависимость  $\alpha$  от  $U_K$ , можно легко заключить, что при  $I_3 = \text{Const}$  ток коллектора будет все же меняться при изменении  $U_K$ . Из (15) получаем:

$$g_K = \frac{\partial I_K}{\partial U_K} = I_3 \frac{\partial \alpha}{\partial U_K}. \quad (17a)$$

Отсюда анализ приводит к следующему выражению для коллекторного сопротивления:

$$r_K = \frac{1}{g_K} = m \frac{L^2 \sqrt{U_K}}{I_3 W}; \quad (17b)$$

обычно  $r_K > 1 \text{ Мом.}$

Рассмотрим теперь вопрос о базовых токах и сопротивлении базы.

Базовый ток создается основными (для базы) носителями, поступающими через омический контакт в количестве, необходимом для поддержания нестабильности базы. Если подать в эмиттер ступеньку тока, то в первое время, когда инъектированные дырки еще не дошли до коллектора, ток базы равен току эмиттера. При установившемся режиме ток базы имеет значительно меньшую величину  $I_B = I_S - I_K$ , так как в этом режиме ток базы компенсирует заряд не всех дырок, инъектируемых эмиттером, а только ту часть заряда, которая не доходит до коллектора, благодаря рекомбинации.

Ток базы протекает в направлении, перпендикулярном потоку дырок (по вертикали на рис. 7), и сопротивление  $\gamma_B$ , которое он встречает, определяется конфигурацией базового слоя в этом направлении.

Падение напряжения  $I_B \gamma_B$  делает напряжения на переходах отличными от приложенных внешних напряжений<sup>x)</sup>:

$$U_{\text{ЭБ}}' = U_{\text{ЭБ}} - I_B \gamma_B$$

$$U_{\text{КБ}}' = U_{\text{КБ}} - I_B \gamma_B.$$

Рассмотрим переходный процесс при подаче ступеньки тока в эмиттер. Учитывая конечное время распространения инъектированных дырок через базу, следовало бы ожидать изменения токов согласно рис. 8а, где  $t_p$  — время распространения. На самом деле диффузия является статистическим процессом: инъектированные дырки двигаются к коллектору не единым фронтом; одновременно инъектированные дырки приходят на коллектор в разное время; наоборот, дырки, инъектированные

<sup>x)</sup> Точка Б предполагается расположенной внутри базового слоя.

в разное время, могут одновременно прийти к коллектору. В результате происходит неизбежное "размазывание" дырочного фронта по мере его перемещения вдоль базы. Это "размазывание" будет тем больше, чем шире база. Отсюда следует, что и с точки зрения переходного процесса базу следует делать как можно тоньше. В связи со сказанным выше, реальные изменения токов примерно соответствуют рис. 8б, где  $t_d$  - среднее время диффузии. При этом для коллекторного тока характерно как некоторое запаздывание фронта, так и его конечная длительность, а для базового тока - начальный "всплеск" с последующим спадом до установленвшегося, "статического" значения.

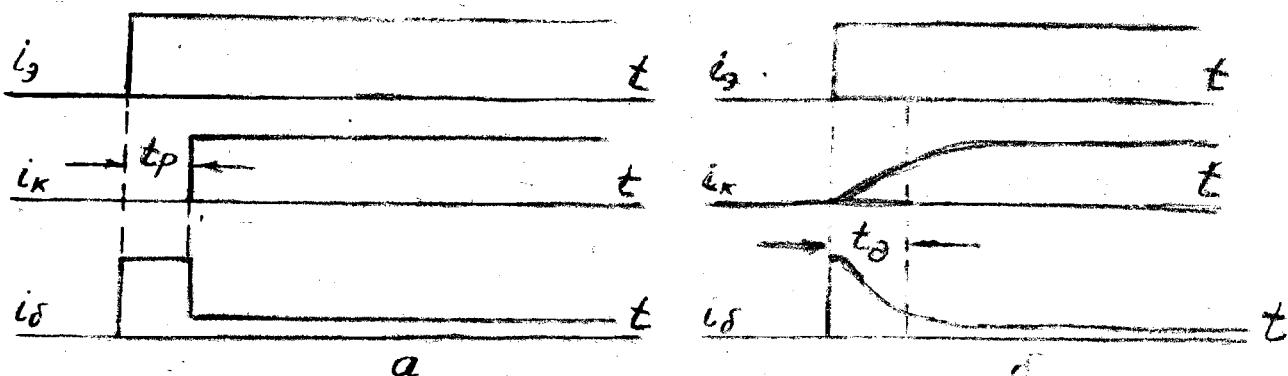


Рис. 8. Переходный процесс в плоскостном триоде  
при подаче ступеньки эмиттерного тока:  
а - идеализированные характеристики (без учета рассеяния дырок),  
б - реальные характеристики

Временнымискажениям коллекторного тока должны соответствовать спадающие амплитудно-частотная и фазо-частотная характеристики, причем фазовый сдвиг отрицательный ( $I_K$  отстает от  $I_B$ ).

Так как мы считаем ток  $I_B$  заданным, то характеристики тока  $I_K$  являются одновременно характеристиками коэффициента передачи эмиттерного тока  $\alpha$ . Значит, мы установили, что  $\alpha$  в общем случае является комплексной или операторной величиной. Анализ показывает, что частотная

характеристика  $\alpha$  имеет вид:

$$\dot{\alpha} \approx \dot{\alpha} = \operatorname{sech}\left(\frac{W}{L} \sqrt{1+j\omega\tau}\right), \quad (I8a)$$

где  $\tau$  время жизни неосновных носителей в базе.

Формула (I8a) является обобщением формулы (I4), в которую она переходит при  $\omega = 0$ .

Разлагая (I8a) в ряд и беря первые два члена, после некоторых преобразований и учитывая (I4), получаем:

$$\dot{\alpha} = \frac{\alpha_0}{1+j\frac{\omega}{\omega_d}} = \frac{\alpha_0}{1+j\frac{\omega}{\omega_d}}, \quad (I8b)$$

где  $\alpha_0$  - коэффициент передачи при  $\omega = 0$  и

$$\omega_d = \frac{1}{\tau_d} = \frac{1}{\tau(1-\alpha_0)} = \frac{2\theta}{W^2} \quad (I9)$$

- граничная угловая частота коэффициента передачи тока на уровне 0,7.

Приближение (I8b) имеет исключительное распространение при анализе схем, благодаря своей простоте и наглядности. Однако нужно иметь в виду, что оно дает существенную погрешность в фазе на высоких частотах: точное выражение дает при  $\omega = \infty$  и  $\omega = \omega_d$  соответственно  $\varphi_d = \infty$  и  $\varphi_d = 57^\circ$ , тогда как приближение (I8b) дает для тех же значений  $\omega$  соответственно  $\varphi_d = 90^\circ$  и  $\varphi_d = 45^\circ$  (рис. 9). При импульсном анализе это несоставствие приводит к неточному виду начального участка фронта.

В самом деле, упрощенное изображение  $\alpha(p)$  получается из (I8b) заменой оператора  $j\omega$  на  $p$ :

$$\alpha(p) = \frac{\alpha_0}{1+p\tau_d}. \quad (20a)$$

Этому изображению соответствует переходная характеристика

$$\alpha(t) = \alpha_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_d}}\right). \quad (20b)$$

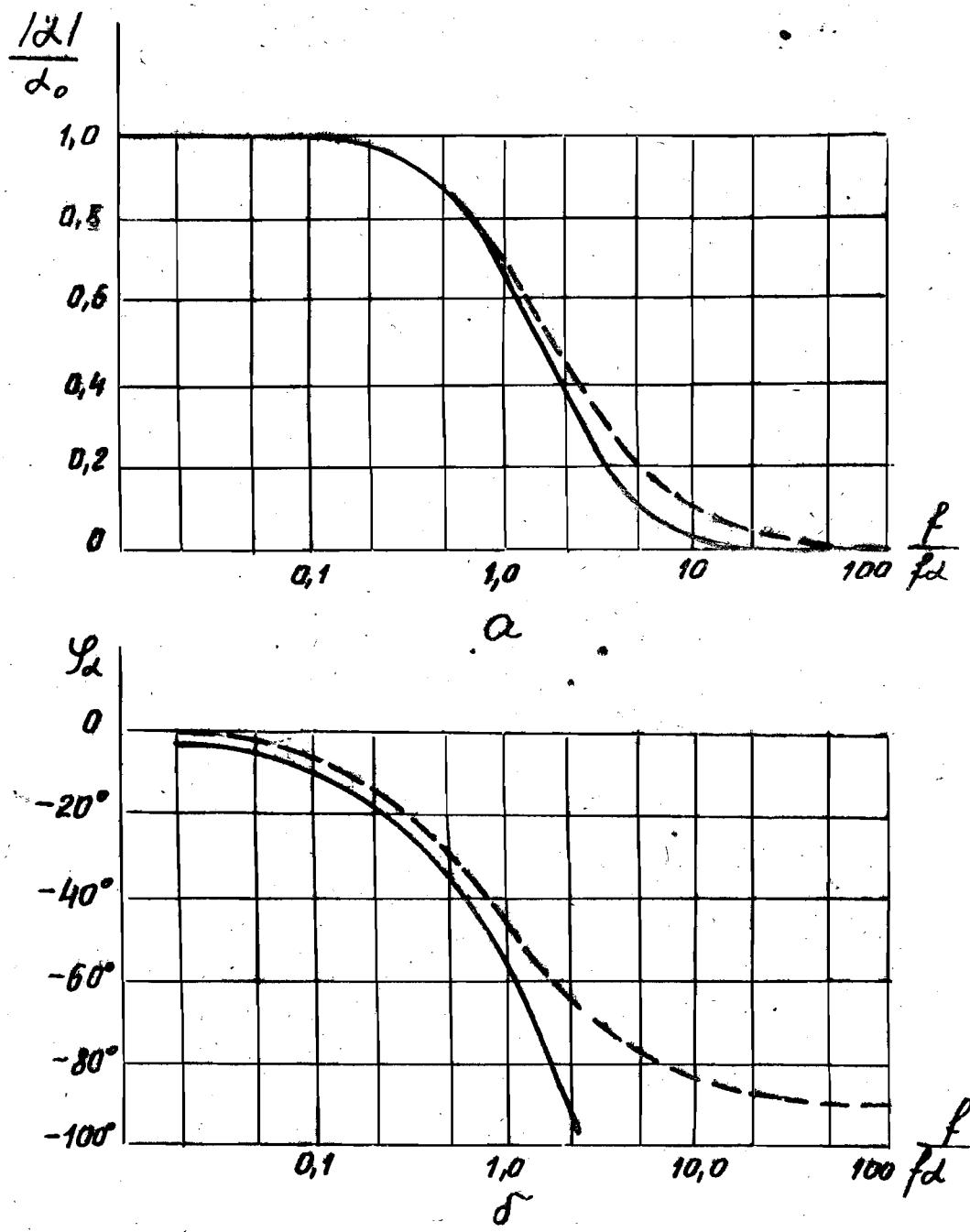


Рис. 9. Частотные характеристики коэффициента передачи эмиттерного тока (штрихами показано первое приближение):  
а - амплитудно-частотные,  
б - фазо-частотные характеристики

Эта характеристика не отражает ни задержки, ни плавного нарастания крутизны фронта (см. рис. 10). Тем не менее выражения (20) чаще всего используются на практике из-за их простоты, хотя имеются и более точные выражения.

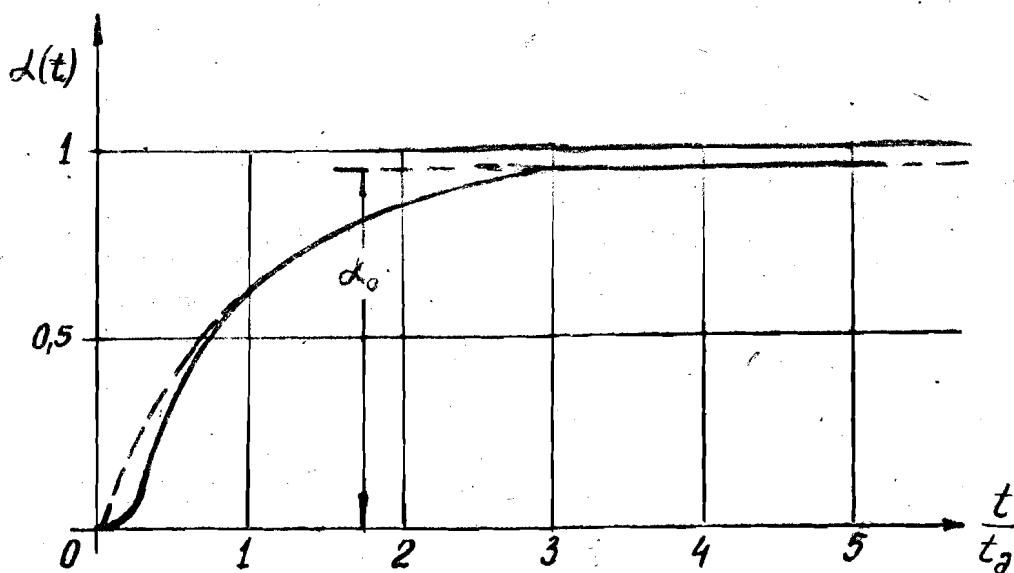


Рис. 10. Переходная характеристика коэффициента передачи эмиттерного тока (штрихами показано первое приближение)

2. Эквивалентная схема триода. Как и в случае ламп, эквивалентная схема используется при анализе переменных составляющих первого порядка, а рабочая точка каскада определяется отдельно графическим или аналитическим путем. Наиболее распространенная Т-образная эквивалентная схема плоскостного триода показана на рис. II. Обратная связь отражена генератором  $M_{ЭК} U_x$ . Эмиттерный переход представлен своим дифференциальным сопротивлением, получающимся путем дифференцирования (13):

$$Z_3 = \frac{U_T}{I_{30} e^{\frac{U_T}{\Phi_T}}} = \frac{U_T}{I_3} \approx \frac{25}{I_3 (\text{mA})} \text{ Ом} \quad (T \approx 300^\circ) \quad (21)$$

Коллекторный переход представлен дифференциальным сопротивлением  $\gamma_K$  и емкостью  $C_K$ . Помимо принципиальной зависимости  $I_K$  от  $U_K$ , связанной с эффектом Эрли, сопротивление  $\gamma_K$  отражает привходящее, но иногда весьма существенное влияние поверхности течки.

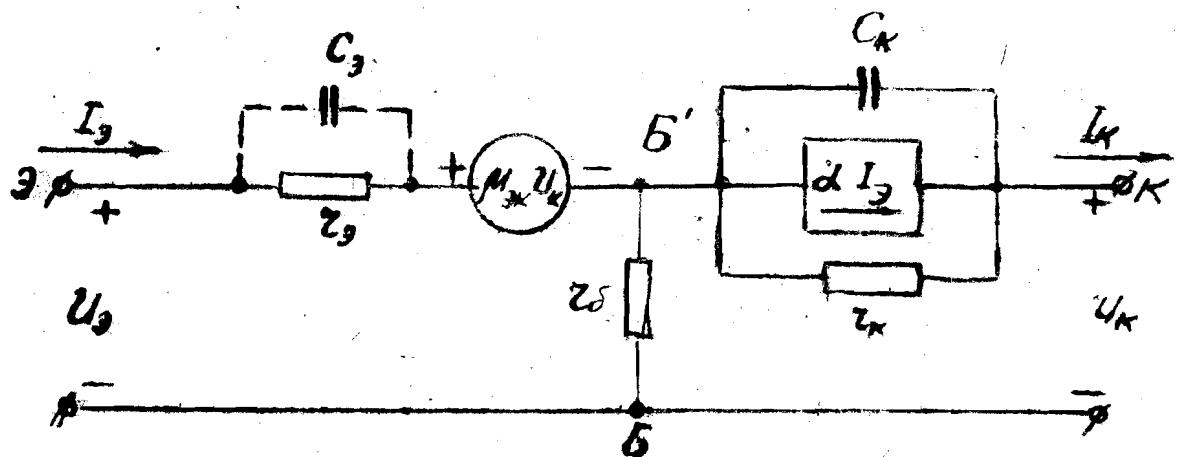


Рис. II. Эквивалентная схема полупроводникового триода.

Передача инъектированных неосновных носителей отражена генератором тока  $\alpha I_B$ .

Емкость эмиттерного перехода  $C_E$ , хотя и превышает емкость  $C_K$ , существенна лишь на очень высоких частотах. В дальнейшем мы ее пренебрегаем.

На высоких частотах эквивалентную схему можно дополнить параситными межэлектродными емкостями.

Типичные величины параметров эквивалентных схем приведены в таблице I.

Таблица I  
ТИПИЧНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ СХЕМЫ ТРАНЗИСТОРОВ

Тип приборов	$\alpha$	$Z_B$ ом	$C_K$ пФ	$Z_K$ Мом	$f_a$ МГц	$I_{KO}$ мка	$U_K$ в	$I_E$ ма	$P_{Kdon}$ мВт	$\tau_3$ ом
Сплавной плоскостной триод	0,98	100	20	1,0	1,5	5	5	1	100	25
Мощный сплавной триод	0,9	-	-	0,1	0,1	500	20	200	3500	-
Тянутый плоскостной триод	0,97	250	15	4	2	5	5	1	50	25
Диффузионный триод (дрейфовый)	0,98	100	5	0,4	100	2	5	5	50	5
Поверхностно-барьерный триод	0,95	300	3	0,4	20	2	3	0,5	10	50
Точечный триод	2,5	200	1,5	0,02	10	1000	20	0,3	50	500

3. Зависимость параметров эквивалентной схемы от режима и температуры. В эквивалентной схеме электронной лампы параметры зависят от рабочей точки, т.е. от совокупности межэлектродных напряжений.

Параметры эквивалентной схемы плоскостного триода (рис. II) так же зависят от режима. В качестве величин, определяющих режим, обычно выбирают эмиттерный ток и коллекторное напряжение. Такой выбор обусловлен тем, что эти величины легче всего задавать при использовании триода. В самом деле, задать ток в коллекторную цепь было бы так же затруднительно, как задать анодный ток в пентоде, так как в обоих случаях очень велико сопротивление цепи ( $R_e$  или  $Z_k$ ). Не менее трудно задать напряжение в эмиттерной цепи, поскольку эмиттерный переход работает в прямом направлении и, следовательно, падение на нем составляет не более 0,2 + 0,3 в. Кроме того, малое напряжение пришлось бы задавать с очень большой точностью, так как его малейшие изменения вызывают, согласно (I3), весьма существенные изменения эмиттерного тока и всех связанных с ним величин. Заметим далее, что выражения ряда параметров / (I7), (21) / непосредственно содержат ток эмиттера, а не эмиттерное напряжение. Конечно, формула (I3) позволяет сделать пересчет, но это приведет к неоправданным усложнениям выражений. Наконец, наличие омического сопротивления  $r_d$  делает просто невозможным непосредственное задание напряжения на переходе.

Таким образом в дальнейшем, как и до сих пор, мы будем считать режимными величинами  $I_3$  и  $U_k$ .

Зависимость параметров от режима вытекает из описанных ранее процессов в триоде. Для многих параметров эта зависимость очевидна из приведенных формул. Так, сопротивления эмиттерного ( $Z_3$ ) и коллекторного ( $Z_k$ ) переходов обратно пропорциональны току  $I_3$  /см. (21) и (I7)/.

Омическое сопротивление базы  $\gamma_B$  не зависит от тока эмиттера лишь до тех пор, пока концентрация избыточных электронов  $\Delta n$ , компенсирующих дырочный заряд в базе, не сделается сравнимой с их равновесной концентрацией  $n_0$ ; поэтому  $\gamma_B$  уменьшается, начиная с достаточно больших токов  $I_E$ . По этой же причине имеет место зависимость коэффициента передачи  $\alpha$  от эмиттерного тока: при больших токах уменьшается удельное сопротивление базы  $\rho_B$ , приближаясь в какой-то степени к  $\rho_s$ , что, как мы знаем, вызывает уменьшение эффективности эмиттера  $\beta$  и, тем самым, величины  $\alpha$ . Эта зависимость особенно существенна в мощных триодах, работающих с большими плотностями токов.

Влияние коллекторного напряжения на параметры проявляется через изменение ширины базы. Уменьшение  $W$  с ростом  $U_K$  вызывает, согласно (14), увеличение  $\alpha$ . Что касается параметров коллекторного перехода, то  $\gamma_K$  увеличивается, а  $C_K$  уменьшается пропорционально квадратному корню из  $U_K$ <sup>x)</sup>. Омическое сопротивление  $\gamma_B$  растет с уменьшением  $W$ , т.е. с ростом  $U_K$ ; однако эта зависимость заметна лишь при очень тонких базах. Режимная зависимость параметров иллюстрируется на рис. I2.

В отличие от ламп, параметры транзисторов зависят от температуры. Этую зависимость можно разделить на прямую и косвенную. Прямая зависимость скрыта, например, в выражении (21) для  $\gamma_B$ , поскольку  $\varphi_T = \frac{k}{q} T$ . Зависимость времени жизни  $\tau$  и коэффициента диффузии  $D$  от температуры проявляется через параметр  $\alpha$ , который (правда по-разному в разных типах триодов) растет с температурой. Заметно влияние температуры на сопротивление  $\gamma_K$ , которое уменьшается при нагревании. Наконец, от температуры зависит и омическое сопротивление базы  $\gamma_B$ , как у всякого полупроводникового материала. Заметим попутно, что влияние температуры на удельное сопротивление полупроводника зависит от

x)

Для "сплавных" триодов.

3. Зависимость параметров эквивалентной схемы от режима и температуры. В эквивалентной схеме электронной лампы параметры зависят от рабочей точки, т.е. от совокупности межэлектродных напряжений.

Параметры эквивалентной схемы плоскостного триода (рис. II) так же зависят от режима. В качестве величин, определяющих режим, обычно выбирают эмиттерный ток и коллекторное напряжение. Такой выбор обусловлен тем, что эти величины легче всего задавать при использовании триода. В самом деле, задать ток в коллекторную цепь было бы так же затруднительно, как задать анодный ток в пентоде, так как в обоих случаях очень велико сопротивление цепи ( $R_i$  или  $Z_k$ ). Не менее трудно задать напряжение в эмиттерной цепи, поскольку эмиттерный переход работает в прямом направлении и, следовательно, падение на нем составляет не более 0,2 + 0,3 в. Кроме того, малое напряжение пришлось бы задавать с очень большой точностью, так как его малейшие изменения вызывают, согласно (I3), весьма существенные изменения эмиттерного тока и всех связанных с ним величин. Заметим далее, что выражения ряда параметров / (I7), (21) / непосредственно содержат ток эмиттера, а не эмиттерное напряжение. Конечно, формула (I3) позволяет сделать пересчет, но это приведет к неоправданным усложнениям выражений. Наконец, наличие омического сопротивления  $r_d$  делает просто невозможным непосредственное задание напряжения на переходе.

Таким образом в дальнейшем, как и до сих пор, мы будем считать режимными величинами  $I_e$  и  $U_k$ .

Зависимость параметров от режима вытекает из описанных ранее процессов в триоде. Для многих параметров эта зависимость очевидна из приведенных формул. Так, сопротивления эмиттерного ( $Z_e$ ) и коллекторного ( $Z_k$ ) переходов обратно пропорциональны току  $I_e$  /см. (21) и (I7)/.

Омическое сопротивление базы  $\gamma_d$  не зависит от тока эмиттера лишь до тех пор, пока концентрация избыточных электронов  $\Delta n$ , компенсирующих дырочный заряд в базе, не сделается сравнимой с их равновесной концентрацией  $n_0$ ; поэтому  $\gamma_d$  уменьшается, начиная с достаточно больших токов  $I_e$ . По этой же причине имеет место зависимость коэффициента передачи  $\alpha$  от эмиттерного тока: при больших токах уменьшается удельное сопротивление базы  $\rho_d$ , приближаясь в какой-то степени к  $\rho_s$ , что, как мы знаем, вызывает уменьшение эффективности эмиттера  $\beta$  и, тем самым, величины  $\alpha$ . Эта зависимость особенно существенна в мощных триодах, работающих с большими плотностями токов.

Влияние коллекторного напряжения на параметры проявляется через изменение ширины базы. Уменьшение  $W$  с ростом  $U_K$  вызывает, согласно (14), увеличение  $\alpha$ . Что касается параметров коллекторного перехода, то  $\gamma_k$  увеличивается, а  $C_k$  уменьшается пропорционально квадратному корню из  $U_K$ <sup>x)</sup>. Омическое сопротивление  $\gamma_d$  растет с уменьшением  $W$ , т.е. с ростом  $U_K$ ; однако эта зависимость заметна лишь при очень тонких базах. Режимная зависимость параметров иллюстрируется на рис. I2.

В отличие от ламп, параметры транзисторов зависят от температуры. Эту зависимость можно разделить на прямую и косвенную. Прямая зависимость скрыта, например, в выражении (21) для  $\gamma_s$ , поскольку  $\varphi_T = \frac{k}{q} T$ . Зависимость времени жизни  $\tau$  и коэффициента диффузии  $D$  от температуры проявляется через параметр  $\alpha$ , который (правда по-разному в разных типах триодов) растет с температурой. Заметно влияние температуры на сопротивление  $\gamma_k$ , которое уменьшается при нагревании. Наконец, от температуры зависит и омическое сопротивление базы  $\gamma_d$ , как у всякого полупроводникового материала. Заметим попутно, что влияние температуры на удельное сопротивление полупроводника зависит от

x)

Для "сплавных" триодов.

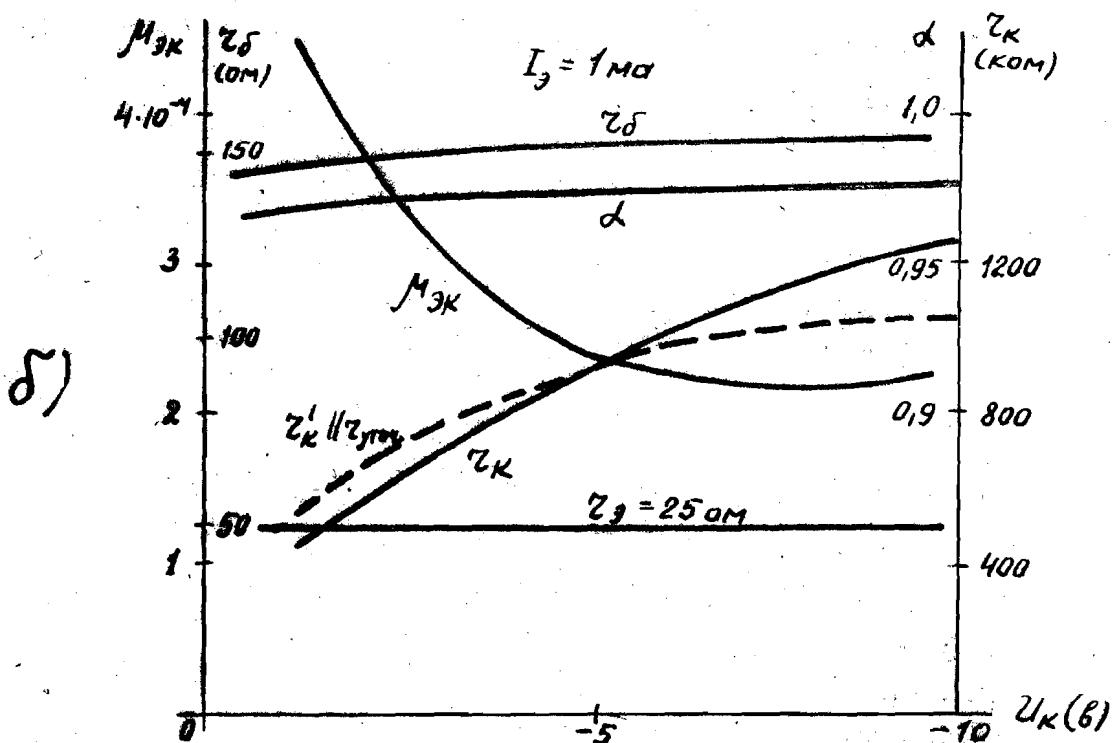
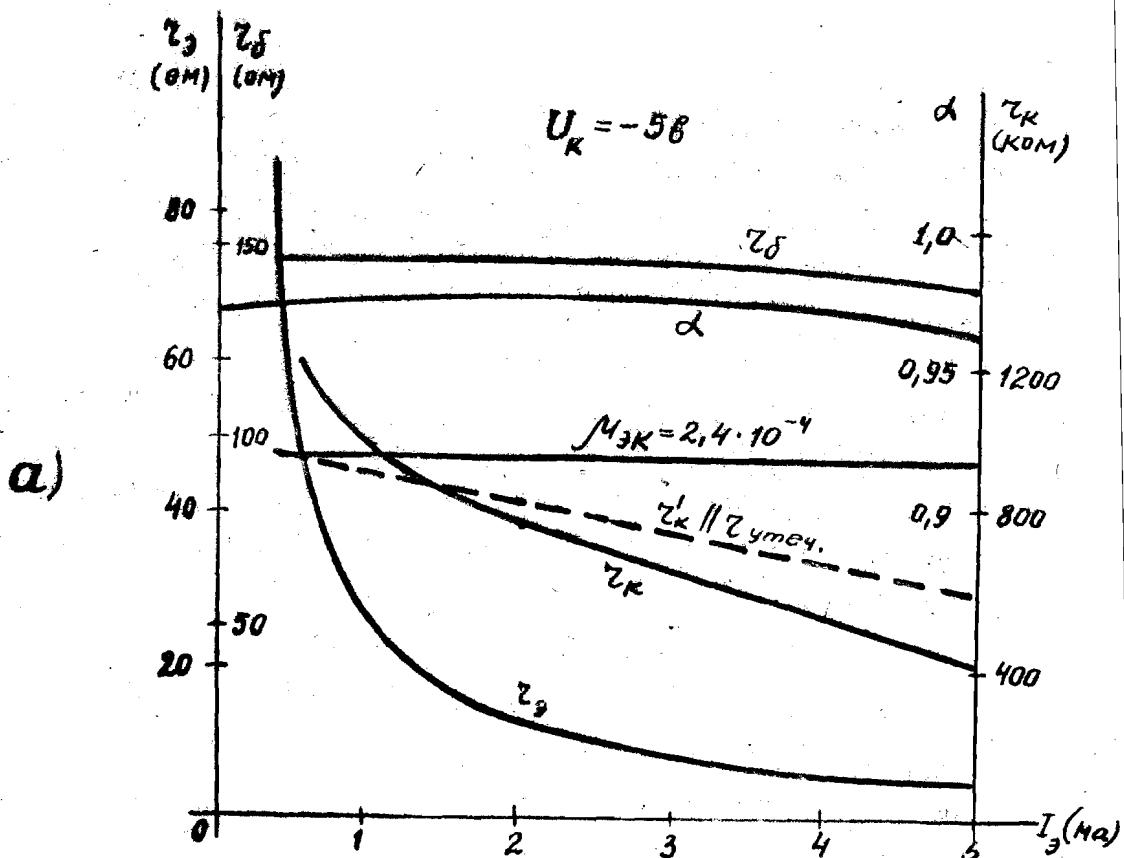


Рис. 12. Зависимость параметров триода от режима:  
а - зависимость от эмиттерного тока,  
б - зависимость от коллекторного  
напряжения

количества примесей и их характера. Германий с относительно большим количеством примесей (т.е. низкоомный) слабее реагирует на температуру. Температурная зависимость параметров иллюстрируется на рис. I3.

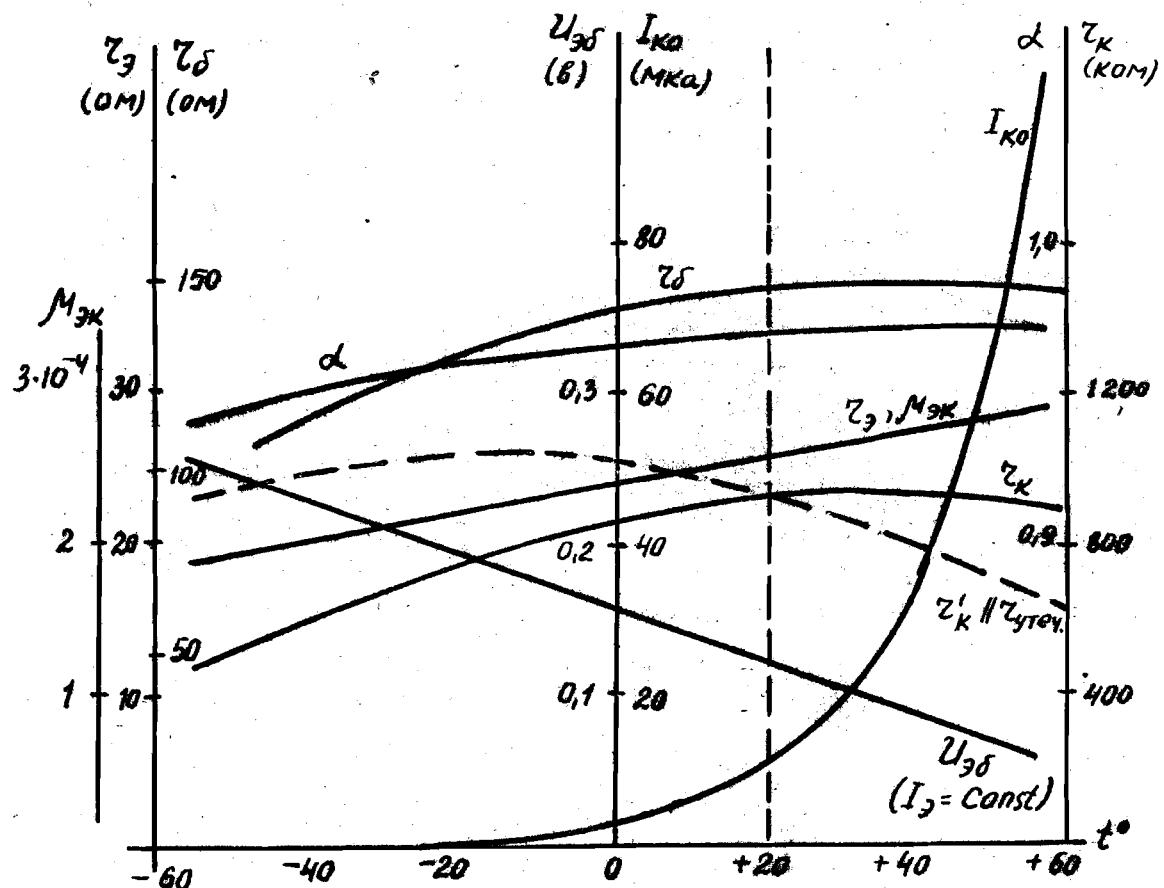


Рис. I3. Зависимость параметров триода от температуры

Однако эти зависимости обычно скрадываются косвенным влиянием температуры, которое заключается в следующем. При нагреве триода резко возрастает температурный ток  $I_{KO}$ , что, как увидим, вызывает во многих схемах заметный сдвиг рабочей точки, а этот сдвиг, в свою очередь, приводит к "режимным" изменениям параметров, которые рассмотрены выше. Кроме того, при изменении температуры изменяется напряжение эмиттерного перехода, что также влияет на режим триода и, тем самым, на величину параметров.

Помимо закономерного влияния режима и температуры на параметры триода, наблюдается еще так называема "ползучесть" параметров во времени. Это явление связано с физическими и химическими явлениями на поверхности триода, а также со многими трудно учитываемыми дефектами технологии триода и носит нередко индивидуальный характер. "Ползучесть" параметров проявляется главным образом, косвенным путем, через изменения тока  $I_{K0}$  и рабочей точки.

4. Полупроводниковый триод как четырехполюсник. При всех достоинствах Т-образной эквивалентной схемы (наглядность, физическая обоснованность, простота режимных и температурных зависимостей параметров) она обладает тем недостатком, что ее внутренняя узловая точка Б недоступна для присоединения измерительных приборов. Поэтому непосредственное измерение всех параметров этой схемы невозможно. В то же время измерение параметров триода как четырехполюсника (в той или иной системе), разумеется, всегда возможно, после чего встает лишь вопрос о пересчете этих параметров в параметры эквивалентной схемы.

Как известно все системы параметров четырехполюсника в принципе различны. Конечно, было бы желательно применять привычную в ламповой технике системы " $\vartheta$ " ( $S, \vartheta = \frac{1}{R_L}, M = \frac{S}{\vartheta} = SR_C$ ). Однако для измерений в этой системе необходимо осуществить режимы короткого замыкания на выходе и на входе. Учитывая, что вход транзистора весьма низкоомный (обычно десятки-сотни ом), мы должны были бы использовать источники с трудно осуществимым внутренним сопротивлением (менее нескольких ом); кроме того, весьма затруднительно было бы измерить входные токи, поскольку недопустимо включение сколько-нибудь значительных "токосъемных" сопротивлений. Не менее сложны в этих условиях и мостовые методы.

По аналогичным, но в известной мере "обратным" соображениям неудобна и система "2". Здесь трудности возникают при осуществлении холостого хода на выходе, учитывая высокомоментность коллекторного перехода в плоскостном триоде.

Поэтому большим распространением пользуется смешанная система "h", в которой на входе осуществляется режим холостого хода (задается ток), а на выходе - режим короткого замыкания (задается напряжение). Эта система соответствует принятым нами режимным величинам  $I_3$  и  $U_K$ .

Установим связь параметров  $h_{11} \dots h_{22}$  с параметрами Т-образной эквивалентной схемы на низких частотах, т.е. пренебрегая емкостями и комплексностью  $\alpha$  на рис. II.

Задавая ток  $I_3$  и полагая  $\dot{U}_K = 0$  на схеме рис. II и определяя величины  $I_K$  и  $\dot{U}_{\delta}$ , получим:

$$\frac{\dot{I}_K}{\dot{I}_3 \left| \begin{array}{l} \dot{U}_K = 0 \end{array} \right.} = h_{21} = \alpha \frac{z_K}{z_K + z_\delta} \approx \alpha; \quad (22a)$$

$$\frac{\dot{U}_{\delta}}{\dot{I}_3 \left| \begin{array}{l} U_K = 0 \end{array} \right.} = h_{11} \approx z_3 + z_\delta(1-\alpha). \quad (22b)$$

Полагая теперь на рис. II ток  $\dot{I}_3 = 0$  (обрыв эмиттера по переменному току) и задавая  $\dot{U}_K$ , получим

$$\frac{\dot{U}_{\delta}}{\dot{U}_K \left| \begin{array}{l} \dot{I}_3 = 0 \end{array} \right.} = h_{12} = \frac{z_\delta}{z_\delta + z_K} + M_{EK} \approx \frac{z_\delta}{z_K} + M_{EK}. \quad (22c)$$

$$\frac{\dot{I}_K}{\dot{U}_K \left| \begin{array}{l} \dot{I}_3 = 0 \end{array} \right.} = h_{22} = \frac{1}{z_K + z_\delta} \approx \frac{1}{z_K}. \quad (22d)$$

По формулам (22) можно осуществить "обратный" расчет

параметров  $\mu_{ek}$ ,  $z_d$ ,  $z_k$ ,  $\alpha$  по измеренным величинам  $h_{11} \dots h_{22}$ , считая  $z_3$  известным из формулы (21):

$$\begin{aligned} z_d &= \frac{h_{11} - z_3}{1 - h_{21}} \\ \mu_{ek} &= h_{12} - z_d h_{22} \\ z_k &= \frac{1}{h_{22}} - z_d \approx \frac{1}{h_{22}} \\ \alpha &= \frac{h_{21}}{z_k h_{22}} \approx h_{21} \end{aligned} \quad (23)$$

Частота переменных составляющих, при которой производятся измерения  $h$ -параметров этим методом, должна быть достаточно низкой (обычно до 500 Гц).

Эквивалентная схема, соответствующая  $h$ -системе, показана на рис. I4. Она имеет много общего с Т-образной схемой на рис. II и совпадает с ней (за исключением обозначений) при  $Z_d = 0$ , т.е. для так называемого идеального одномерного триода.

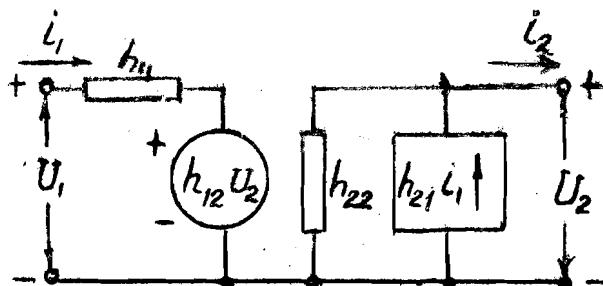


Рис. I4. Эквивалентная схема, соответствующая  $h$ -системе параметров четырехполюсника

## 5. Статические характеристики плоскостного триода.

Семейство выходных, коллекторных характеристик  
400-500

теристик триода, параметром которых служит ток эмиттера, показано на рис. 15. Для удобства вправо по оси абсцисс отложены отрицательные значения  $U_K$ .

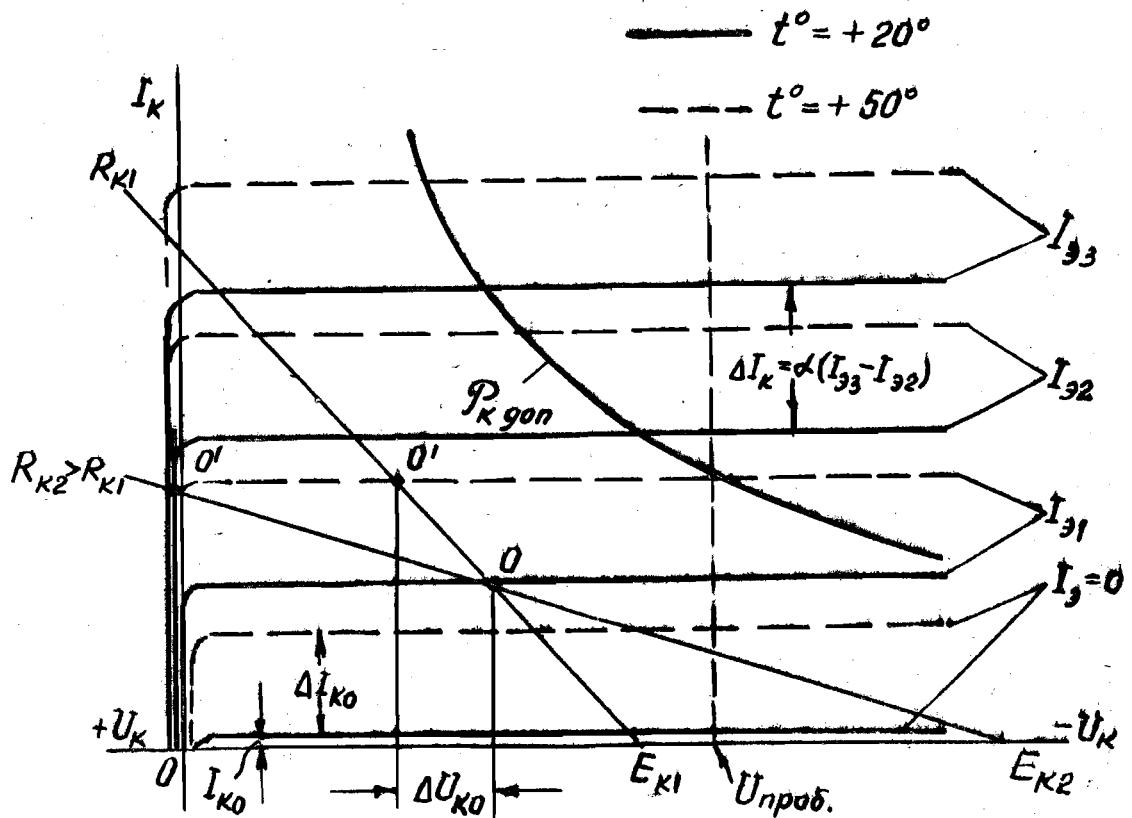


Рис. 15. Семейство коллекторных характеристик плоскостного триода и определение рабочей точки

При  $I_3 = 0$  в цепи коллектора протекает ток  $I_{K0}$ . При других величинах  $I_3$  коллекторный ток соответствует выражению (15). В масштабе таких кривых режимная зависимость  $\alpha$  заметна лишь для мощных триодов и выражается в сближении характеристик при больших токах. Слабо, как у пентодов, проявляется зависимость тока  $I_K$  от коллекторного напряжения, т.е. наклон кривых. В области малых отрицательных напряжений  $U_K$  характеристики все еще идут почти параллельно, без существенных искажений, пересекают ось токов и только при небольших положительных  $U_K$  претерпевают резкий излом. Область  $U_K > 0$  (область

насыщении), исключительно важная в импульсной технике, не используется в линейных усилителях и мы остановимся на ее особенностях в ч. III. Рабочая область линейного усилителя заключена между кривой  $I_g = 0$ , осью токов, вертикалью, ограничивающей величину  $U_K$  ниже напряжения пробоя перехода, и гиперболой допустимой мощности.

Графический расчет рабочей точки при известном токе эмиттера осуществляется, как и в лампах, с помощью линии коллекторной нагрузки  $R_K$  (рис. I5). При увеличении тока  $I_{K0}$  (с ростом температуры) все семейство смещается вверх и рабочая точка, как видим, переходит в сторону меньших  $U_K$  (при заданном  $I_g$ ). В этом, как указывалось, проявляется косвенное влияние температуры на дифференциальные параметры триода. Изменения  $U$  с температурой увеличиваются с ростом сопротивления  $R_K$ . При больших  $R_K$  рабочая точка может даже попасть в область насыщения, чем будет исключена возможность усиления вообще.

В ламповой технике мы интересуемся входной характеристикой (сеточными токами) только в специальных случаях: мощный усилитель, электрометрический каскад. В транзисторной технике входная характеристика часто не менее существенна, чем выходная. Семейство входных характеристик с параметром  $U_K$  показано на рис. I6. Исходная кривая при  $U_K = 0$  аналогична вольтамперной

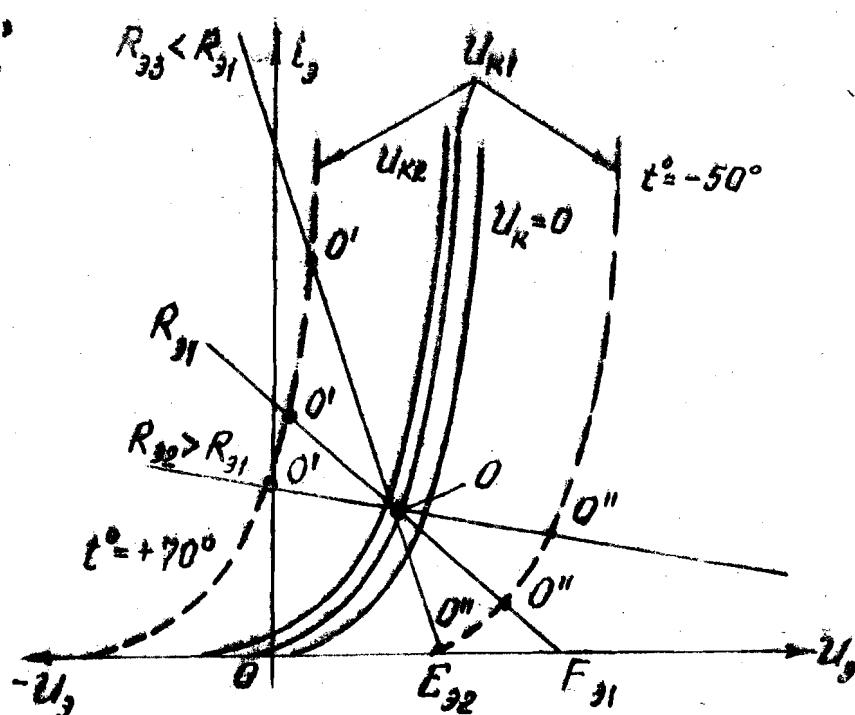


Рис. I6. Семейство эмиттерных характеристик плоскостного триода и определение рабочей точки

характеристике диода. Увеличение отрицательного  $U_K$  вызывает небольшое смещение кривых, наиболее существенное при малых  $U_K$ . При напряжениях  $U_K$  несколько вольт и выше кривые практически сливаются. При источнике смещения с параметрами  $E_3$  и  $R_3$ , рабочая точка должна лежать на линии нагрузки, показанной на рисунке. Однако точное местоположение этой точки можно найти лишь пользуясь обоими семействами и, как правило, методом последовательного подбора.

С изменением температуры в обоих направлениях напряжение эмиттер-база (при заданном токе эмиттера) изменяется линейно с температурным коэффициентом для германия около  $-2 \frac{\text{мв}}{\text{град}}$ . При этом также происходит смещение рабочей точки, тем большее, чем меньше сопротивление источника  $R_2$  (см. рис. I6).

**6. Разновидности транзисторов.** Плоскостные полупроводниковые триоды имеют несколько разновидностей. Кроме того, существует несколько видов транзисторов, отличных от обычных плоскостных триодов.

Триоды  $n-p-n$ , как отмечалось, имеют обратные рабочие полярности электродов по сравнению с триодами  $p-n-p$ : эмиттер работает с отрицательным смещением, а коллектор — с положительным смещением относительно базы. Рабочими носителями тока в базе являются электроны, а не дырки. Поэтому триоды  $n-p-n$ , будучи во всех принципиальных отношениях подобны триодам  $p-n-p$ , имеют лишь некоторые количественные отличия, связанные с различиями в подвижности, коэффициенте диффузии, времени жизни носителей.

С конструктивно-технологической стороны плоскостные триоды можно разделить на сплавные, "тянутые" и диффузионные (рис. I7).

Сплавные триоды получаются вплавлением капель индия в пластинку  $n$ -германия, в результате чего образуются два

тонких низкоомных слоев  $\rho$ , служащие эмиттером и коллектором. Коллектор выполняется с большей площадью для того, чтобы улавливать все инъектированные дырки, которые диффундируют от эмиттера несколько расходящимся пучком. Толщину базы в сплавных триодах трудно сделать менее 10 - 20 микрон.

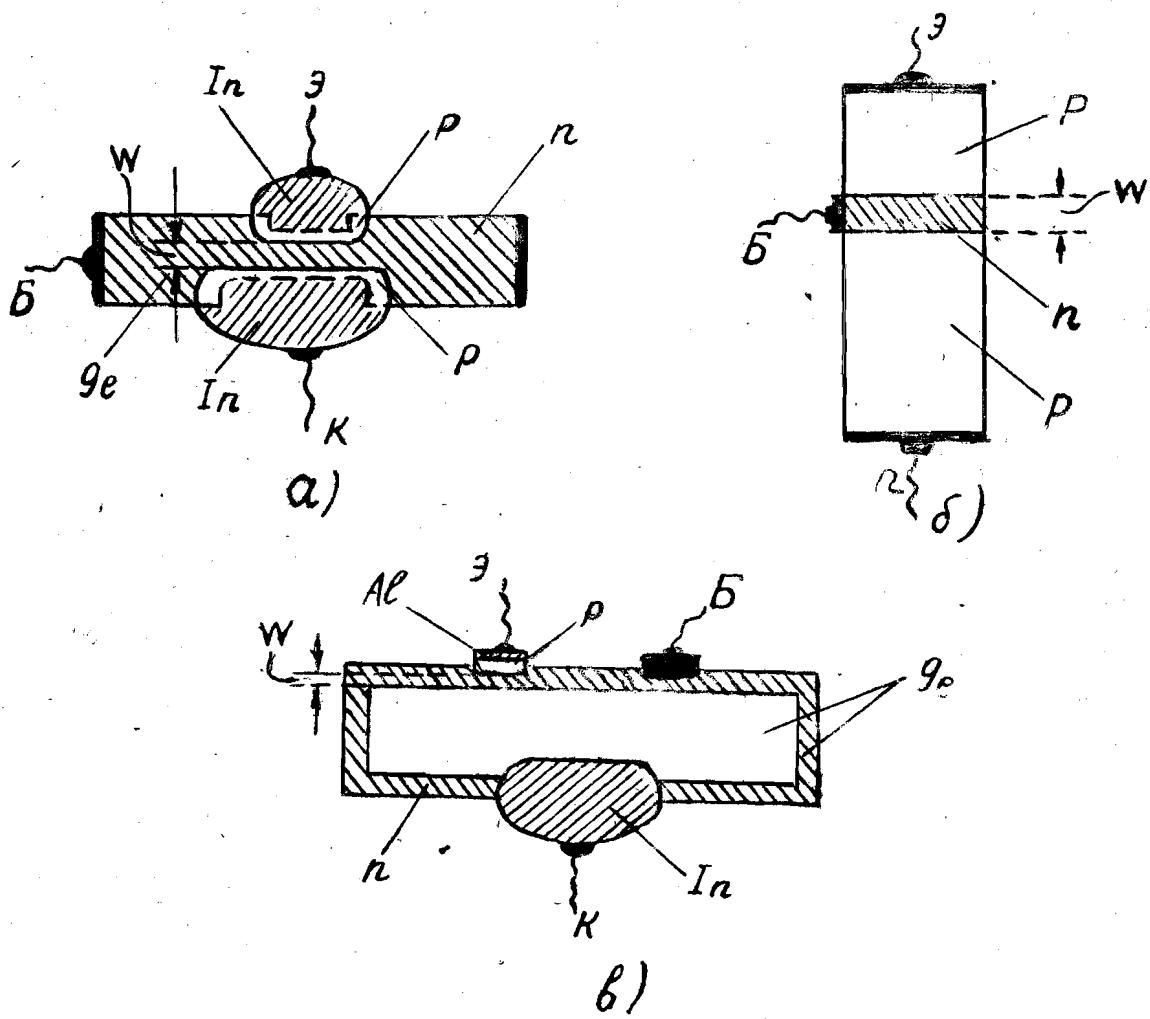


Рис. 17. Конструктивно-технологические варианты плоскостных триодов:  
а - "сплавной" триод; б - "тянутый" триод; в - "диффузионный" триод (дрейфовый).

"Тянутые" триоды получаются путем вытягивания монокристалла германия из расплава, причем в процессе вытягивания в расплав добавляются необходимые примеси, обеспечивающие чередование слоев.

Диффузионные триоды получаются за счет диффузии примесей в исходную пластинку полупроводника, например, из газовой среды при высокой температуре. При этом слой базы можно сделать весьма тонким (до 1-2 микрон), что резко повышает граничную частоту  $f_d$  до 100-200 Мгц и выше /см. (19)/. Концентрация примесей в базе получается не постоянной, как в сплавных триодах, а переменной: она уменьшается в направлении от поверхности вглубь кристалла. Наличие градиента концентрации примесей, как показывает теория, приводит к появлению электрического поля в базе. Поэтому инъектированные носители двигаются в базе не только за счет диффузии, но и за счет дрейфа в электрическом поле. Отсюда второе, весьма распространенное название этих транзисторов - дрейфовые триоды. Скорость носителей в базе за счет дрейфа повышается, что дополнительно улучшает частотные и переходные свойства дрейфовых триодов по сравнению со сплавными, имеющими ту же толщину базы. Эмиттер дрейфового триода обычно вплавляется в базу (рис. I7в), так же, как и омический базовый контакт. Коллекторная емкость дрейфовых триодов имеет малую величину, так как слой базы, граничащий с коллектором, содержит мало примесей, т.е. является высокоомным, что обусловливает большую толщину коллекторного перехода.

Из числа транзисторов, более существенно отличающихся от плоскостного триода, отметим поверхностно-барьерный триод (рис. I8а) и точечный триод (рис. I8б).

В поверхностно-барьерном триоде переходы образуются в германии вблизи двух металлических поверхностей, нанесенных электролитически на две протравленные лунки. Эти триоды характерны значительной граничной частотой ( $f_d$  до  $30 \pm 50$  Мгц) и малыми рабочими напряжениями ( $3 \pm 5$  в).

Точечный (точечно-контактный) триод теоретически изучен еще недостаточно. По одной из распространенных

гипотез под коллекторной иглой в процессе формовки<sup>x)</sup> образуется двойной слой  $p-n$ , а под эмиттерной иглой — слой  $p$ . Тогда точечный триод оказывается четырехслойным прибором с двойным переходом в области коллектора (рис. 18б). Последнее обстоятельство позволяет объяснить замечательное свойство точечных триодов: коэффициент передачи эмиттерного тока  $\alpha$  у них больше единицы и доходит до 10 и выше.

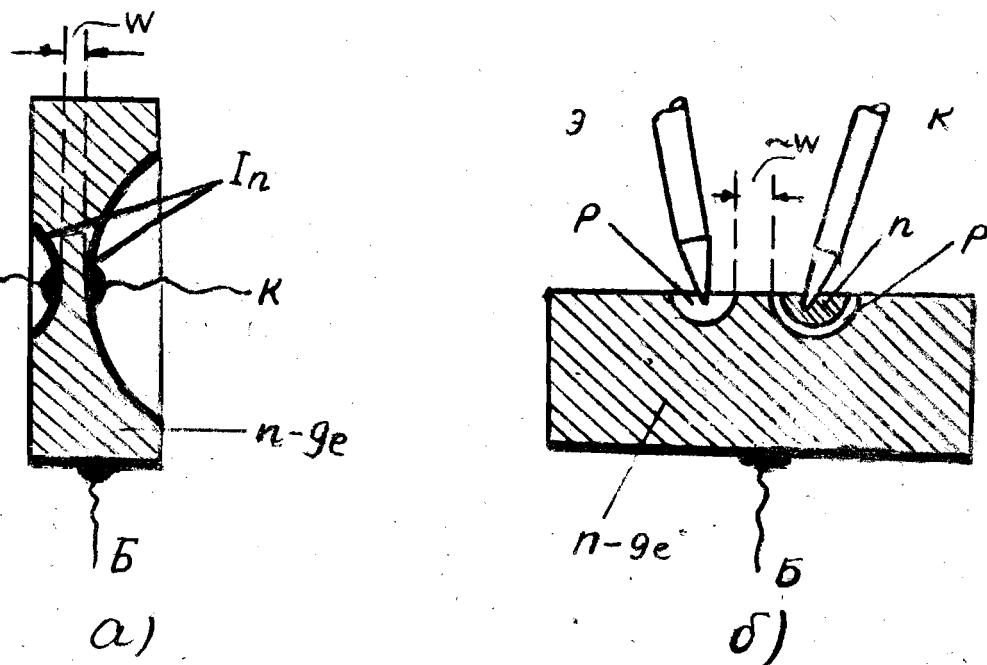


Рис. 18. Варианты транзисторов, используемых в усиленной технике: а-поверхностно-барьерный триод, б-точечно-контактный триод.

Иначе говоря, имеет место усиление (а не просто передача) эмиттерного тока, что качественно отличает точечные триоды от обычных плоскостных. Кроме того, имеются существенные отличия в величине  $Z_K$ ,  $I_{KO}$ .

<sup>x)</sup> Формовка состоит в пропускании мощных, но коротких импульсов тока через контакты после сборки точечных диодов и триодов.

и в форме коллекторных характеристик в целом (рис. 19).

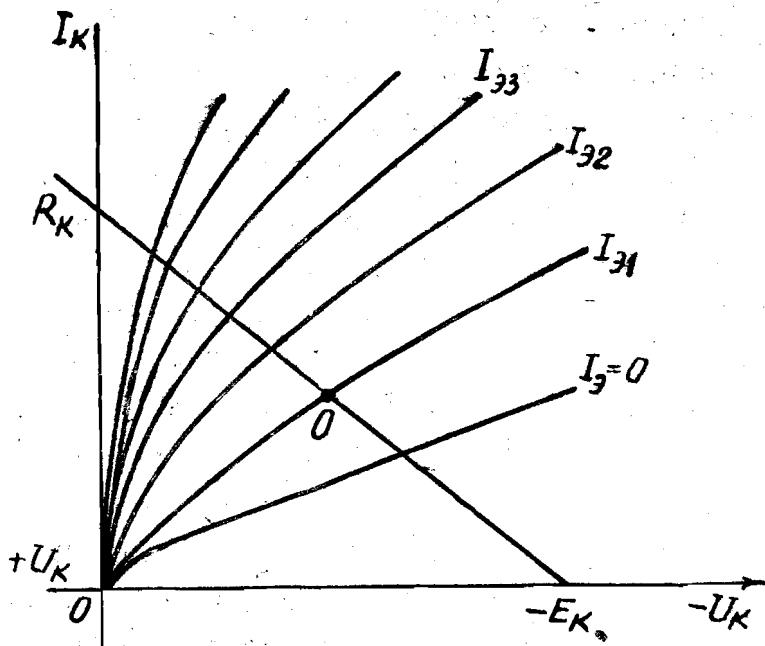


Рис. 19. Семейство коллекторных характеристик точечного триода

мени они подкупали свое высокой рабочей частотой, объясняемой малой площадью контакта и наличием поля в базе. С появлением таких приборов, как поверхностью-барьерные и особенно дрейфовые, это преимущество в значительной степени отпадает. В ключевых импульсных схемах точечные триоды также уступают современным плоскостным триодам.

В заключение отметим, что кремниевые триоды отличаются от германиевых значительно меньшим температурным током (на 2 + 3 порядка) и значительно большей рабочей температурой (до  $150^{\circ}$ ). По частотным свойствам они уступают германиевым; кроме того, их производство значительно дороже.

Типичные параметры некоторых транзисторов приведены в таблице I (стр. 30).

**7. Способы включения триода.** Как известно, включение входного сигнала на сетку и отбор выходного сигнала с анода

применение точечных триодов связано со значительными трудностями в обеспечении устойчивости усиительного каскада. Кроме того, точечным триодам свойственны малая мощность рассеяния и высокий уровень собственных шумов. Поэтому в усиительной технике точечные триоды мало перспективны.

До последнего вре-

не является единственной возможностью использования лампы. Применяются также каскады с катодным входом (с заземленной сеткой) и с катодным выходом (катодный повторитель). Такое разностороннее использование ламп наступило не сразу, а на протяжении более двадцати лет практики. При появлении транзисторов этот опыт был сразу использован и все аналогичные включения исследовались одновременно. Поскольку эмиттер можно уподобить катоду, коллектор - аноду, а базу - сетке, мы имеем три основных способа включения полупроводникового триода (рис. 20): с эмиттерным входом или "с общей базой" (вход - эмиттер, выход - коллектор), с базовым входом или "с общим эмиттером" (вход - база, выход - коллектор) и с эмиттерным выходом или "с общим коллектором" (вход - база, выход - эмиттер<sup>x</sup>). Для краткости мы будем использовать обозначения ОБ, ОЭ и ОК.

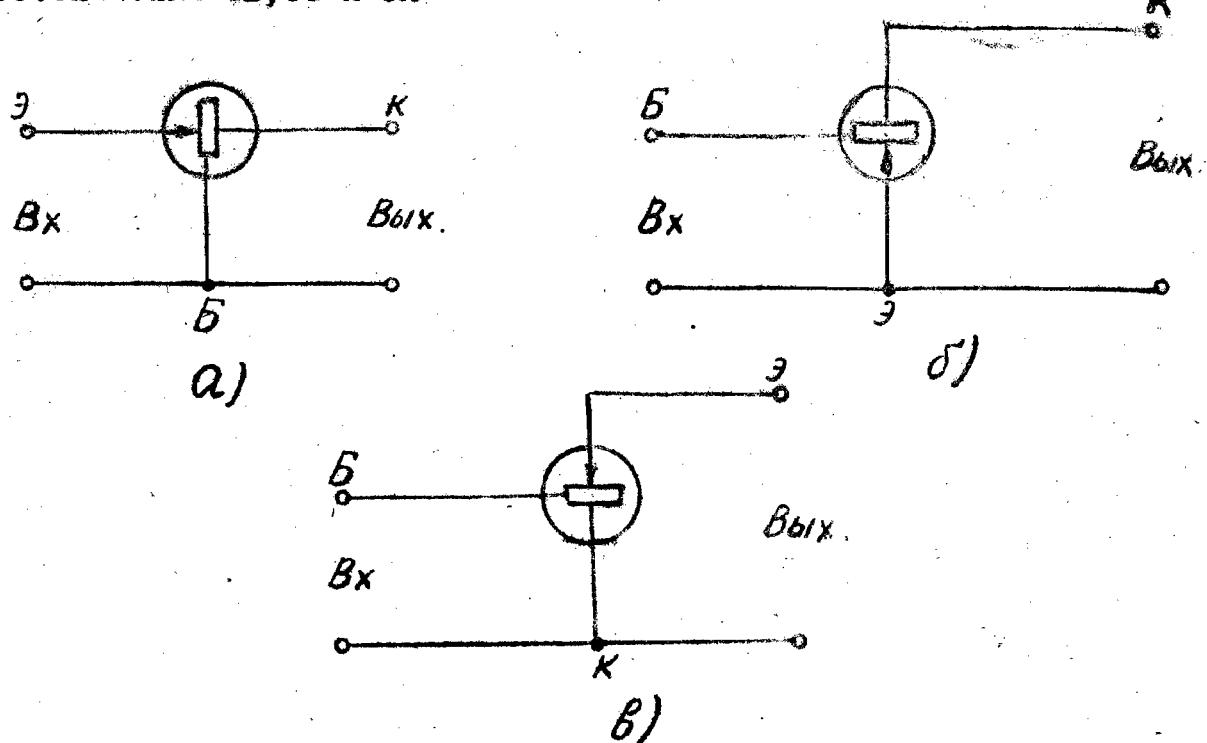


Рис. 20. Три варианта включения полупроводникового триода: а - с эмиттерным входом (с общей базой - ОБ), б - с базовым входом (с общим эмиттером - ОЭ), в - с эмиттерным выходом (с общим коллектором - ОК).

<sup>x</sup>) В литературе для указанной классификации нередко встречается термин "заземленный" вместо "общий".

Схема с общей базой, будучи основной с точки зрения физических процессов в триоде, имеет ряд особенностей, которые нередко затрудняют ее использование: она не дает усиления по току (так как  $\alpha < 1$ ), не обращает фазу сигнала, имеет очень низкоомный вход и очень высокоомный выход.

В этих отношениях схема с общим эмиттером предпочтительна. Она является наиболее близким аналогом нормального включения лампы (со входом на сетку) и поэтому имеет наибольшее распространение. Основным недостатком этого включения является худшие частотные свойства, чем в схеме ОБ.

Схема с общим коллектором в общих чертах аналогична катодному повторителю. В отношении входной цепи и частотных свойств у нее много общего со схемой с общим эмиттером. Это объясняется тем, что в обеих схемах входным электродом является база.

8. Эквивалентная схема и характеристики триода при базовом входе. Эквивалентная схема на рис. II соответствует включению ОБ, с эмиттерным входом. Для включений ОЭ и ОК (с базовым входом) целесообразно пересчитать параметры схемы рис. II так, чтобы ток эквивалентного генератора был пропорционален току  $I_\delta$ , а не току  $I_3$ , который в этих двух включениях непосредственно не задается. В результате пересчета получается эквивалентная схема на рис. 2I, в которой

$$\beta = \frac{\dot{I}_K}{\dot{I}_\delta} \Big|_{U_K=0} = \frac{\dot{I}_K}{\dot{I}_3 - \dot{I}_K} = \frac{\alpha}{1-\alpha} = \frac{\beta_0}{1+j\frac{\omega}{\omega_\beta}}, \quad (24)$$

где

$$\beta_0 = \frac{\alpha_0}{1-\alpha_0}, \quad (25)$$

$$\omega_\beta = (1-\alpha_0) \omega_2 = \frac{1}{T_\beta} = \frac{1}{T}. \quad (26)$$

Формула (26) подтверждает, что при базовом входе граничная частота существенно меньше, чем при эмиттерном, что и отмечалось в качестве недостатка включения ОЭ.

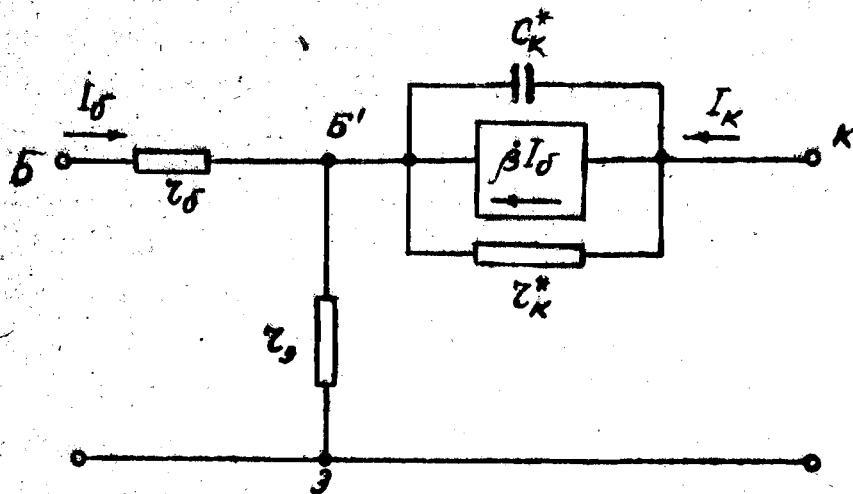


Рис. 21. Эквивалентная схема триода при базовом входе (для включений ОЭ и ОК)

Величина  $\tau_k^*$  получается с учетом (17а), а так же того, что при заданном токе базы ( $dI_\delta = 0$ ) будет  $dI_3 = dI_k$ . Следовательно,

$$\frac{1}{\tau_k^*} = g_k^* = \frac{dI_k}{dU_k} \Big|_{dI_\delta=0} = \frac{I_3 \cdot d\alpha + dI_3}{dU_k} = g_k + dg_k^*,$$

откуда

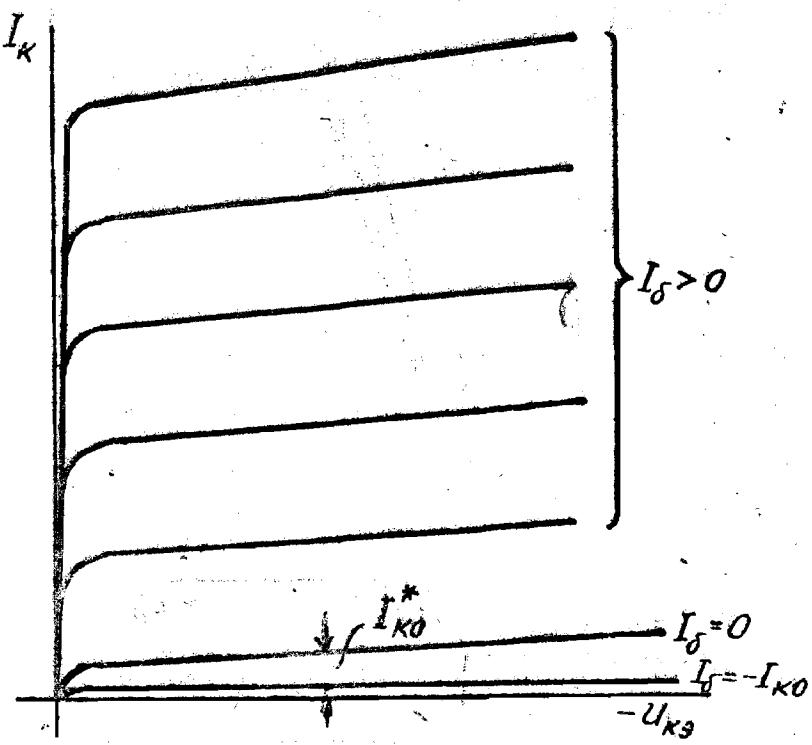
$$g_k^* = \frac{g_k}{1-\alpha}, \quad \tau_k^* = \tau_k(1-\alpha) = \frac{\tau_k}{1+\beta}. \quad (27)$$

Можно показать, что преобразованная емкость  $C_k^*$  связана с  $C_k$  аналогичной формулой

$$C_k^* = \frac{C_k}{1-\alpha} = C_k(1+\beta) \quad (28)$$

Заметим, что постоянная времени коллекторного перехода не изменяется в результате преобразования:  $C_k \tau_k = C_k^* \tau_k^*$ .

Статические коллекторные характеристики триода при включении ОЭ показаны на рис. 22. Они отличаются от характеристик ОВ (рис. 15) большим наклоном (из-за меньшей величины  $\gamma_k^*$ ), а также тем, что они целиком расположены в I-м квадранте, не пересекая ось ординат. Подставляя  $I_\delta = I_K + I_\beta$



в выражение (15) и полагая  $I_\delta = 0$ , найдем, что коллекторный ток при "оборванной" базе  $I_{KO}^*$  гораздо больше тока  $I_{KO}$ :

Рис. 22. Семейство коллекторных характеристик плоскостного триода при включении ОЭ

$$I_{KO}^* = \frac{I_{KO}}{1 - \alpha} = (1 + \beta) I_{KO} \quad (29)$$

Этот ток может составить сотни микроампер. Как следствие, триод при включении ОЭ может управляться не только положительными, но и отрицательными токами базы. Формула, аналогичная формуле (15), для включения ОЭ имеет вид:

$$I_K = \beta I_\delta + I_{KO}^* \quad (30)$$

Поскольку коэффициент  $\alpha$ , а следовательно, и  $\beta$ , зависит с увеличением напряжения  $U_K$ , ток  $I_{KO}^*$  не является такой сравнительно постоянной величиной, как ток  $I_{KO}$ .

Семейство входных (базовых) характеристик для включения ОЭ показано на рис. 23.

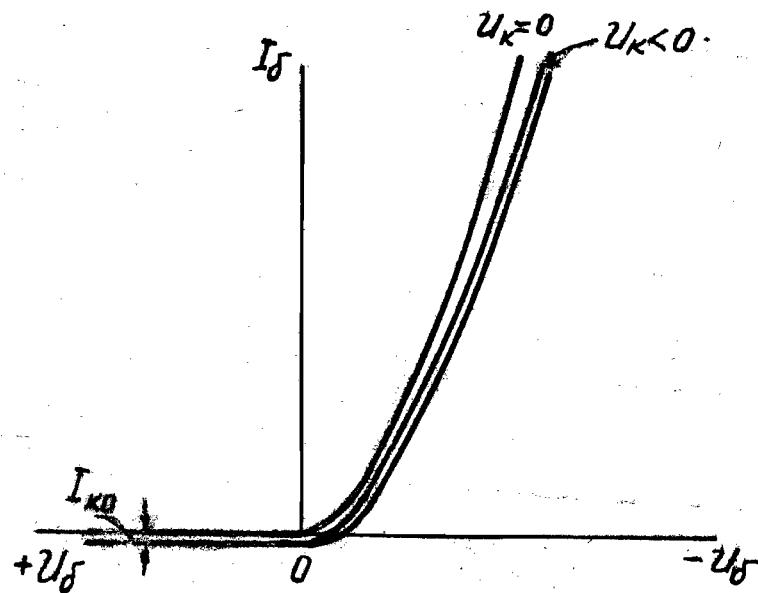


Рис. 23. Семейство базовых характеристик плоскостного триода при включении ОЭ

Влияние коллекторного напряжения здесь так же невелико, как и в схеме ОЭ (рис. 16).

## Часть I. ТРАНЗИСТОРЫ

### О Г Л А В Л Е Н И Е

Стр.

Г л а в а I. ВВЕДЕНИЕ . . . . .	3
Г л а в а II. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ПОЛУПРОВОДНИКАХ	6
Г л а в а III. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ПОЛУ- ПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ . . . . .	13

### Г л а в а IV. ТРАНЗИСТОРЫ

I. Основные процессы в плоскостном триоде . . . . .	20
2. Эквивалентная схема триода. . . . .	28
3. Зависимость параметров эквивалент- ной схемы от режима и температуры .	31
4. Полупроводниковый триод как четырех- полюсник . . . . .	35
5. Статические характеристики плас- костного триода. . . . .	37
6. Разновидности транзисторов . . . .	40
7. Способы включения триода . . . . .	44
8. Эквивалентная схема и характеристи- ки триода при базовом входе . . . . .	46