

## 1.2. ДИСКРЕТНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Работа всех полупроводниковых приборов основана на протекании электрического тока через полупроводниковую (п/п) структуру. Если в обычных проводниках, согласно закону Ома, ток  $J$  через проводник пропорционален напряжению  $V$  на нем  $J = \frac{V}{R}$ , где  $R$  — сопротивление проводника, которое растет с ростом температуры и не зависит от  $J$  и  $V$ , то в полупроводниковых структурах сопротивление  $R$  становится функцией тока и напряжения  $R = R(V, J)$ . Температурная зависимость  $R(T)$  становится более сложной. С ростом температуры в различных структурах может происходить как увеличение, так и уменьшение сопротивления  $R(T)$ . Все это позволяет говорить о нелинейности вольт-амперной характеристики (ВАХ) п/п-структур.

Настоящий раздел посвящен физическим механизмам работы некоторых наиболее распространенных приборов полупроводниковой электроники и анализу их вольт-амперных характеристик.

Рассматриваемые приборы можно разбить на две группы: двухэлектродные и трехэлектродные приборы. В двухэлектродных приборах вид ВАХ может изменяться, как правило, только при изменении внешних условий (нагрев, освещенность и т. д.). Наличие управляющего электрода в трехэлектродных приборах позволяет изменять вид ВАХ путем подачи напряжения или задания тока через управляющий электрод.

Для анализа ВАХ полупроводниковых приборов существуют специальные измерительные приборы типа «Измеритель характеристик полупроводниковых приборов» Л2-56, который позволяет получать непосредственно на экране электронно-лучевой трубки семейства вольт-амперных характеристик двухэлектродных и трехэлектродных структур в широком диапазоне токов и напряжений.

### 1.2.1. ДИОДЫ

Полупроводниковыми диодами называются структуры, состоящие из электронно-дырочного  $p-n$ -перехода и содержащие омические невыпрямляющие контакты к  $p$ - и  $n$ -областям, которые называются соответственно  $p$ - и  $n$ -базами диода. Существенной особенностью диодов является нелинейная зависимость тока через диод от приложенного напряжения, причем проводимость диода для напряжений разной полярности сильно отличается. Поэтому наиболее широко диоды используются для выпрямления переменного сигнала.

Вольт-амперная характеристика  $p-n$ -перехода при малых уровнях инжекции и без учета падения напряжения на базах диода определяется формулой (1.1.9) и приведена на рис. 1.9.

Для диода с длинной базой необходимо учитывать падение напряжения на базе диода. В этом случае напряжение на диоде  $V$  будет равно сумме падений напряжения на  $p-n$ -переходе —  $V_{pn}$  и на базе  $V_B$  :

$$V = V_B + V_{pn}. \quad (1.2.1)$$

Здесь  $V_{pn}$  определяется формулой

$$V_{pn} = \frac{\beta \chi T}{q} \ln \left( 1 + \frac{J}{J_S} \right), \quad (1.2.2)$$

где  $\beta = 1$  при малых уровнях инжекции и  $\beta = 2$  при больших уровнях инжекции, а при средних значениях уровня инжекции  $\beta$  является функцией тока через диод. Падение напряжения на базе  $V_B$  зависит от ее проводимости  $\sigma_B$  и равно  $V_B = \frac{J}{\sigma_B}$ . причем про-

водимость базы изменяется за счет инжекции неосновных носителей и сложным образом зависит от тока. Приближенно зависимость проводимости базы  $\sigma_B$  от тока инжекции можно аппроксимировать формулой

$$\sigma_B = \sigma_0 \left[ 1 + \left( \frac{J}{J_0} \right)^\chi \right], \quad (1.2.3)$$

где  $\sigma_0$  — проводимость базы при нулевом токе через диод,  $J_0$  — постоянная, зависящая от параметров материала базы, геометрии структуры и свойств омического контакта. Если кинетические характеристики материала базы (подвижность носителей, время жизни и т. д.) не зависят от тока, то коэффициент  $\chi$  всегда меньше или равен единице.

С увеличением обратного напряжения на  $p-n$ -переходе при некотором напряжении  $V_{проб}$  начинается резкое увеличение тока через диод, приводящее к пробую (рис. 1.9). Такое увеличение тока связано с многообразием явлений, сопутствующих пробую.

## Лавинный пробой

Если ширина области объемного заряда  $p-n$ -перехода много больше длины свободного пробега носителей, то неосновные носители заряда в поле обратнорасположенного  $p-n$ -перехода могут набрать достаточную скорость для ионизации атомов решетки с образованием пары электрон — дырка. Образовавшиеся носители сами принимают участие в процессе ионизации, и нарастание тока носит лавинный характер. При лавинном пробое сопротивление  $p-n$ -перехода резко падает, но напряжение на  $p-n$ -переходе не может стать ниже напряжения пробоя, поскольку при этом прекратится образование лавины и сопротивление  $p-n$ -перехода опять возрастет. Поэтому возрастание тока происходит лишь при незначительном увеличении напряжения, обусловленном падением напряжения на базе диода (рис. 1.9, а). В этом режиме работают полупроводниковые стабилитроны.

## Туннельный пробой

Если в  $p-n$ -переходе ширина области объемного заряда меньше длины свободного пробега носителей и частица за время прохода области электрического поля не успевает приобрести энергию, достаточную для ионизации атомов решетки, механизм пробоя может носить характер туннельного

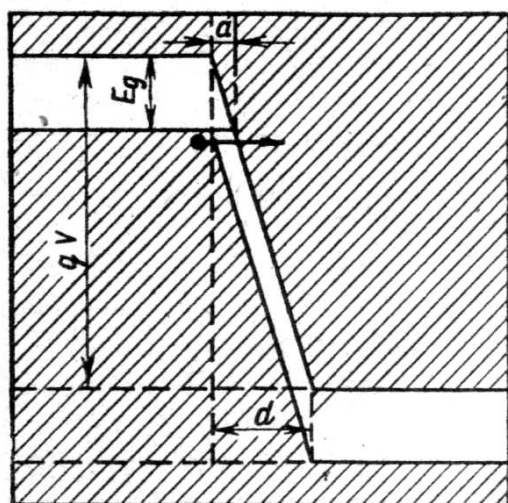


Рис. 1.17. К пояснению механизма туннельного пробоя

прохождения носителей через потенциальный барьер. Частица, имеющая кинетическую энергию, меньшую высоты потенциального барьера  $E_g$ , может с отличной от нуля вероятностью пересечь потенциальный барьер без потери энергии, если по другую сторону барьера имеется разрешенный уровень с такой же энергией, как и начальная энергия частицы. Коэффициент  $D$  прохождения частицы через прямоугольный барьер высотой  $E_g$  и шириной  $a$  (рис. 1.17) может быть записан как

$$D = D_0 \exp(-A_0 a \sqrt{E_g}), \quad (1.2.4)$$

где  $D_0$  и  $A_0$  — постоянные.

Если обратное смещение на  $p-n$ -переходе  $V$  много больше контактной разности потенциалов  $V_k$ , то

$$a \approx l \frac{E_g}{qV}, \quad (1.2.5)$$

где  $l$  — ширина области объемного заряда. Плотность туннельного тока пропорциональна  $D$ , и для резкого  $p$ — $n$ -перехода, используя (1.1.3), получаем

$$j_T \sim D = D_0 \exp\left(-A_0 \frac{E_g^{3/2} l}{qV}\right) = D_0 \exp\left(-A_1 \frac{E_g^{3/2}}{V^{1/2}}\right), \quad (1.2.6)$$

$$\text{где } A_1 = \frac{A_0}{q^{3/2}} \left[ 2\epsilon\epsilon_0 \left( \frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right) \right]^{1/2}.$$

При  $V_{pn} = \text{const}$  плотность туннельного тока тем больше, чем больше степень легирования, так как величина  $l$  при этом уменьшается. Эти формулы носят качественный характер, поскольку для них не учитывалась форма барьера. На практике пользуются более точными полуэмпирическими формулами:  $V_{\text{проб}}^T = 99\rho_n + 4\rho_p$  для германия и  $V_{\text{проб}}^T = 39\rho_n + 8\rho_p$  для кремния, где  $\rho_p$  и  $\rho_n$  — удельные сопротивления [ом·см]  $p$ - и  $n$ -областей. ВАХ туннельного пробоя приведена на рис. 1.9, б.

### Тепловой пробой

В основе теплового пробоя лежит явление повышения концентрации носителей с ростом температуры и возникновение в связи с этим положительной обратной связи по току. При прохождении обратного тока насыщения  $J_S$  через область  $p$ — $n$ -перехода выделяется определенное количество тепла. Если выделяемая в  $p$ — $n$ -переходе мощность  $P_B = J_S V = AV \exp(-E_g/kT)$  больше мощности, отводимой от него,  $P_0 = (T - T_k)/R_T$ , где  $R_T$  — определяемое условиями теплоотвода тепловое сопротивление диода, а  $T_k$  — температура корпуса, то происходит разогрев этой области, что ведет к дальнейшему росту тока и т. д. Таким образом, для существования теплового пробоя необходимо

$$\frac{dP_B}{dT} > \frac{dP_0}{dT} \quad \text{или} \quad J_S V (E_g/kT^2) > \frac{1}{R_T},$$

а условие устойчивой работы диода имеет вид

$$J_S = A \exp(-E_g/kT) < \frac{kT^2}{VE_g R_T} \quad (1.2.7)$$

Это условие хорошо выполняется в полупроводниках с большим значением  $E_g$  (малое  $J_S$ ), например в кремнии. В этих материалах ранее наступает туннельный или лавинный пробой, который потом может перейти в тепловой. В более узкозонных материалах, как например в германии,  $J_S$  значительно больше, и тепловой пробой может наступить раньше туннельного или лавинного. Из-за наличия положительной обратной связи по току при тепловом пробое на ВАХ может появиться участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением, обусловленный резким увеличением обратного тока и вследствие этого падением напряжения на диоде (рис. 1.9, в).

### 1.2.2. СТАБИЛИТРОНЫ

Работа полупроводниковых стабилитронов основана на свойстве  $p-n$ -структуры поддерживать почти постоянное напряжение на участке пробоя ВАХ при изменении тока в широких пределах. Стабилизация напряжения с помощью  $p-n$ -структуры возможна лишь с использованием механизма туннельного или лавинного пробоя, поэтому для изготовления стабилитронов чаще всего используется кремний, у которого вероятность теплового пробоя значительно меньше, чем у германия.

Основными параметрами стабилитронов являются

$V_{ст}$  — напряжение стабилизации;

$J_{ст.мин}$  — минимальный ток, с которого начинается стабилизация напряжения;

$J_{ст.мак}$  — ток, при котором стабилитрон переходит в режим теплового пробоя;

$R_d = \frac{dV}{dJ}$  — дифференциальное сопротивление в рабочей точке;

$R_{стат}$  — статическое сопротивление в рабочей точке;

$Q = \frac{R_d}{R_{стат}}$  — коэффициент качества;

$ТКН = \frac{1}{V_{ст}} \cdot \frac{dV_{ст}}{dT}$  — температурный коэффициент напряжения стабилизации.

У стабилитронов с  $V_{ст} > 7$  В ширина  $p-n$ -перехода достаточно велика и механизм пробоя лавинный. С ростом температуры происходит увеличение обратного тока диода и напряжения пробоя (рис. 1.18, а) из-за уменьшения длины свободного пробега носителей. У стабилитронов с  $V_{ст} < 7$  В ширина  $p-n$ -перехода мала, и наряду с лавинным механизмом действует и туннельный механизм

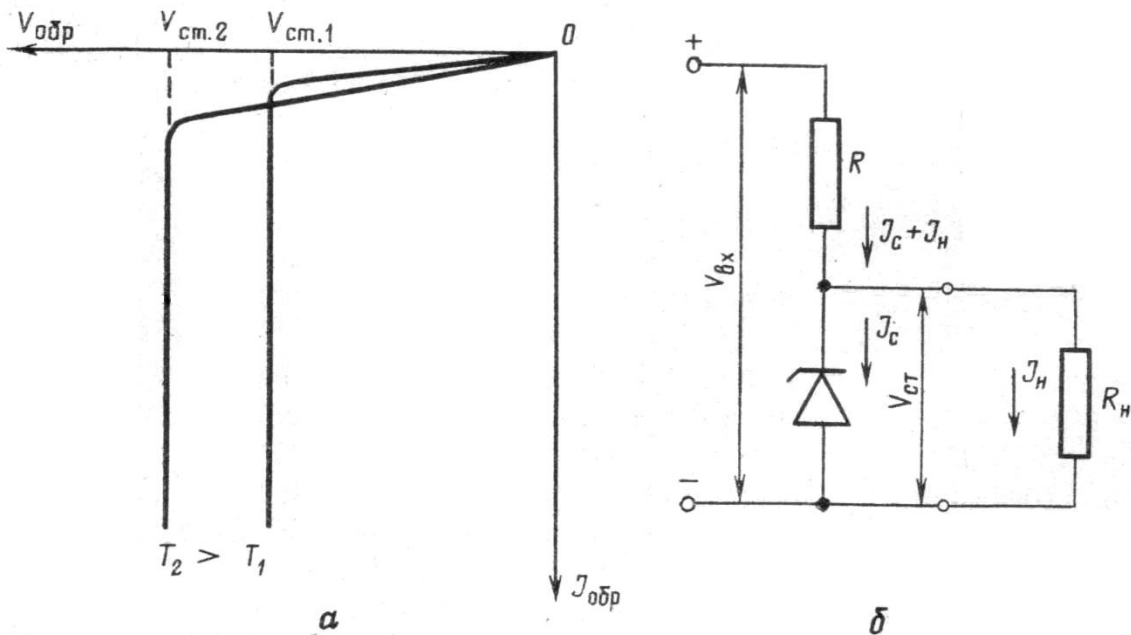


Рис. 1.18. Вольт-амперная характеристика стабилитрона (а) и схема стабилизации напряжения с его помощью (б)

пробоя. В этом случае с ростом температуры напряжение пробоя уменьшается, так как уменьшается  $E_g$  и растет вероятность туннелирования.

Схема стабилизации напряжения с помощью полупроводникового стабилитрона приведена на рис. 1.18, б. При увеличении  $V_{вх}$ , как только ток становится выше  $J_{ст.мин}$ , напряжение на стабилитроне перестает увеличиваться и становится равным  $V_{ст}$ . Дальнейшее увеличение  $V_{вх}$  приводит лишь к росту падения напряжения на сопротивлении  $R$ , а напряжение на нагрузке остается постоянным.

Полупроводниковые стабилитроны могут быть использованы не только для стабилизации напряжения, но и в схемах защиты электрических цепей от перенапряжения, а также в качестве обычных диодов. Для стабилизации малых напряжений ( $\sim 0,7$  В) используется прямая ветвь ВАХ  $p-n$ -перехода. Стабилитроны, работающие на этом принципе, называются стабисторами.

### 1.2.3. ТУННЕЛЬНЫЕ ДИОДЫ

Работа туннельного диода основана на туннельном прохождении носителей через потенциальный барьер  $p-n$ -перехода, и его ВАХ имеет участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Для создания туннельного диода необходимо получение достаточно тонкого  $p-n$ -перехода и вырождение  $p$ - и  $n$ -областей. Это достигается с помощью сильного легирования полупроводникового материала. При этом уменьшается ширина области пространственного заряда (для  $N_A = N_D = 10^{19}$  см $^{-3}$ ,  $l \approx 10^{-6}$  см), а уровни Ферми смещаются в валентную зону  $p$ -области и в зону проводимости  $n$ -области (рис. 1.19, а).

В отсутствие внешнего напряжения электроны проводимости  $n$ -области туннелируют на свободные уровни в валентной зоне  $p$ -области и наоборот, причем встречные потоки носителей оказываются равными. При подаче на  $p-n$ -переход

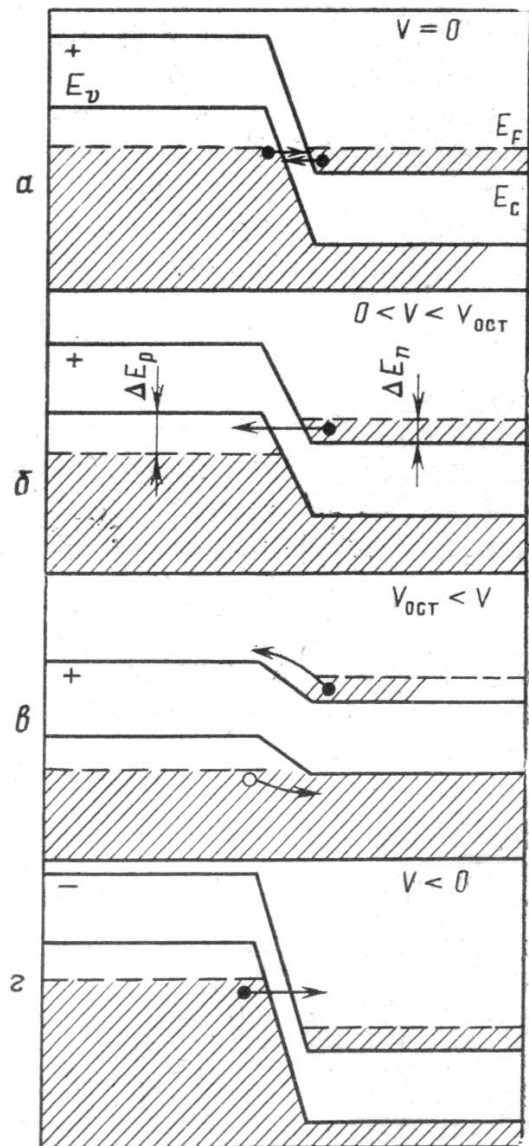


Рис. 1.19. Энергетические диаграммы туннельного диода при различных смещениях на  $p-n$ -переходе

прямого смещения зона проводимости  $n$ -области сместится вверх по отношению к валентной зоне  $p$ -области и заполненные уровни зоны проводимости  $n$ -области окажутся напротив свободных уровней валентной зоны  $p$ -области. Вероятность туннельных переходов электронов из  $n$ - в  $p$ -область увеличивается, а в обратном направлении уменьшается, и через  $p$ — $n$ -переход течет туннельный ток электронов из  $n$ -области в  $p$ -область. С ростом напряжения ток увеличивается и достигает максимума  $J_{\text{ср}}$  при  $V = V_{\text{ср}}$  (рис. 1.19, б), когда заполненная часть зоны проводимости  $\Delta E_n$  расположится напротив незаполненной части валентной зоны  $\Delta E_p$ . При дальнейшем увеличении напряжения ( $V_{\text{ср}} < V < V_{\text{ост}}$ ) взаимное перекрытие этих частей уменьшается и туннельный ток падает до нуля (рис. 1.19, в). При напряжениях  $V > V_{\text{ост}}$  ВАХ туннельного диода имеет вид прямой ветви обычной ВАХ  $p$ — $n$ -перехода. При обратном смещении  $p$ — $n$ -перехода (рис. 1.19, г) туннельный ток непрерывно увеличивается с ростом напряжения, так как все большая часть электронов из валентной зоны  $p$ -области получает возможность туннелировать в зону проводимости  $n$ -области.

Поток электронов  $dj_{n-p}$  с энергией от  $E$  до  $E + dE$ , туннелирующих из  $n$ -области в  $p$ -область, пропорционален числу электронов в  $n$ -области, числу вакансий с теми же энергиями в  $p$ -области и вероятности туннелирования  $P_{n-p}$  электронов из  $n$ -области в  $p$ -область. Число электронов в  $n$ -области определяется произведением функции Ферми  $f_n(E)$  и плотности квантовых состояний в этой области  $N_n(E)$ , а число вакансий в  $p$ -области — соответственно произведением  $N_p(E) [1 - f_p(E)] dE$ . Поэтому

$$dj_{n-p} \sim P_{n-p} f_n(E) N_n(E) N_p(E) [1 - f_p(E)] dE. \quad (1.2.8)$$

Аналогичным образом выражается и поток электронов, туннелирующих из  $p$ -области в  $n$ -область  $dj_{p-n}$ . Полный ток получается интегрированием по энергиям суммарного потока. Полагая  $P_{n-p} = P_{p-n}$  и используя для плотностей состояний выражения, полученные для невырожденного полупроводника:

$$N_n(E) \sim (E - E_c - qV)^{1/2}; \quad N_p(E) \sim (E_v - E)^{1/2},$$

а для функций Ферми — приближенные выражения с учетом внешнего напряжения  $V$ :

$$f_n(E) = \frac{1}{2} - \frac{E - (F + qV)}{4kT};$$

$$f_p(E) = \frac{1}{2} + \frac{F - E}{4kT}$$

получим для полного тока

$$J \sim \int_{E_c + qV}^{E_v} \frac{qV}{4kT} (E - E_c - qV)^{1/2} (E_v - E)^{1/2} dE \sim V (\Delta E_n + \Delta E_p - qV)^2 \quad (1.2.9)$$

где  $\Delta E_n = F - E_c$  и  $\Delta E_p = E_v - F$  — глубины залегания уровней Ферми в  $n$ - и  $p$ -зонах (рис. 1.19, б). Приравняв  $dJ/dV|_{V=V_{\text{ср}}}$  и  $dJ/dV|_{V=V_1}$  нулю, найдем напряжение  $V_{\text{ср}}$ , при котором туннельный ток максимален, и напряжение  $V_1$ , при котором изменение проводимости максимально:

$$V_{\text{ср}} = \frac{1}{3q} (\Delta E_n + \Delta E_p), \quad (1.2.10)$$

$$V_1 = \frac{2}{3q} (\Delta E_n + \Delta E_p). \quad (1.2.11)$$

Выражение (1.2.10) достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными. Выражение (1.2.11) дает расхождение с экспериментом, поскольку при таких напряжениях становится существенным инжекционный ток через диод, который не был учтен при вычислениях. ВАХ туннельного диода приведена на рис. 1.20.

При прямых напряжениях на туннельном диоде, меньших  $V_{\text{ост}}$ , протекание тока происходит за счет движения основных носителей и не связано с процессами диффузии и рекомбинации. Это обуславливает малую инерционность туннельных диодов и их применение в качестве усилителей и генераторов электромагнитных колебаний СВЧ диапазона. Наличие двух устойчивых состояний туннельного диода при одном и том же токе (при  $J_{\text{ост}} < J < J_{\text{ср}}$ ) позволяет использовать туннельные диоды в качестве переключателей и быстродействующих элементов памяти ЭВМ.

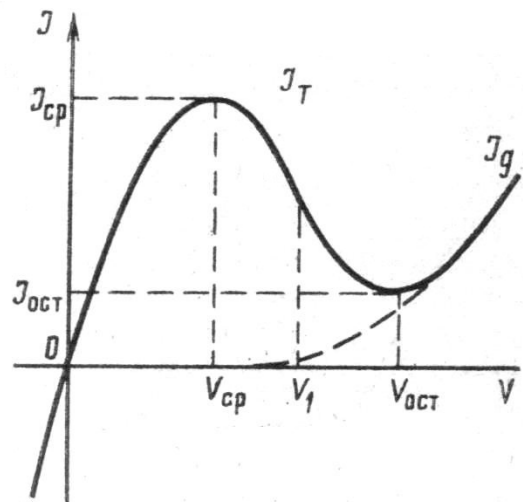


Рис. 1.20. Вольт-амперная характеристика туннельного диода

#### 1.2.4. ТЕРМИСТОРЫ

Термисторами называются полупроводниковые резисторы, сопротивление которых существенно меняется с ростом температуры. Проводимость полупроводника однозначно связана с концентрацией носителей заряда (рис. 1.21) и растет с повышением температуры. При комнатной температуре изменение проводимости определяется в основном изменением числа собственных носителей, поэтому для создания термисторов используются в основном полупроводники, близкие к собственным.

В пренебрежении зависимостью подвижности носителей от температуры выражение для сопротивления собственного полупроводника имеет вид

$$R = R_{\infty} \exp\left(\frac{E_g}{2kT}\right) = R_0 \exp\left(B \frac{T_0 - T}{T_0 T}\right), \quad (1.2.12)$$



где  $R_\infty$  — постоянная,  $R_0$  — номинальное сопротивление полупроводника при температуре  $T_0=293$  К, а  $B = \frac{E_g}{2k}$ .

Относительное изменение сопротивления термистора характеризуется температурным коэффициентом сопротивления  $\alpha_T$ :

$$\alpha_T = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} = -\frac{B}{T^2} \cdot 100 \left[ \frac{\%}{^\circ\text{C}} \right]. \quad (1.2.13)$$

Статические вольт-амперные характеристики для различных температур окружающей среды приведены на рис. 1.22. Выражение «статическая характеристика» означает, что она получена при очень медленном изменении напряжения, когда изменения температуры термистора успевают квазистатически отслеживать изменение тока. Эта характеристика имеет S-образный вид и участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением, который возникает за счет положительной обратной связи по току

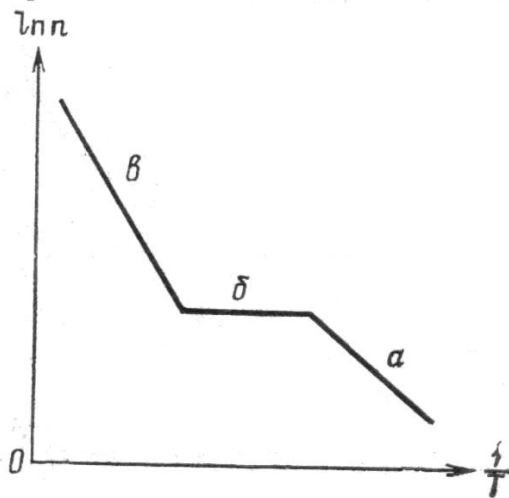


Рис. 1.21. Зависимость логарифма концентрации носителей заряда в полупроводнике  $n$ -типа от температуры: при ионизации примесей (а); примесь полностью ионизована (б); происходит изменение собственной проводимости (в)

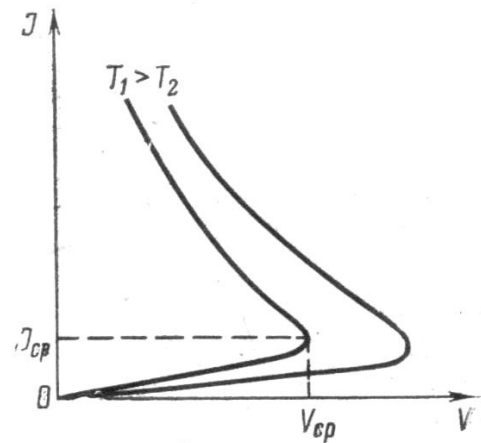


Рис. 1.22. Статическая вольт-амперная характеристика термистора при различных температурах

(аналогично случаю теплового пробоя в  $p$ — $n$ -переходе). На начальном линейном участке характеристики выполняется закон Ома. При достаточно больших напряжениях начинается разогрев полупроводника, что приводит к нелинейному росту тока и при напряжении  $V_{ср}$  образуется положительная обратная связь по току: увеличение тока приводит к дальнейшему разогреву, что вызывает еще большее уменьшение сопротивления и рост тока и т. д. С ростом тока все большая часть напряжения падает на включенном последовательно с термистором ограничительном сопротивлении и на характеристике появляется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Напряжение  $V_{ср}$  можно определить из уравнения теплового баланса. В установившемся режиме вся мощность  $P$ , выделяемая

в термисторе, рассеивается в окружающую среду  $P = J^2 R = \frac{V^2}{R} = H(T - T_1)$ , где  $T$  — температура термистора,  $T_1$  — температура окружающей среды,  $H$  — коэффициент рассеяния. Используя (1.2.12), получаем выражение для статической ВАХ термистора в параметрическом виде:

$$V^2 = H(T - T_1) R_0 \exp\left(B \frac{T_0 - T}{T_0 T}\right),$$

$$J^2 = H \frac{T - T_1}{R_0} \exp\left(-B \frac{T_0 - T}{T_0 T}\right). \quad (1.2.14)$$

Дифференцируя (1.2.14) по параметру  $T$  и приравнявая производную нулю, найдем уравнение для  $T_{\text{ср}}$  — температуры в точке  $(V_{\text{ср}}, I_{\text{ср}})$ :

$$T_{\text{ср}}^2 - BT_{\text{ср}} + BT_1 = 0. \quad (1.2.15)$$

Благодаря сильной зависимости сопротивления термисторов от температуры они используются в качестве датчиков для измерения температуры в широких пределах и в схемах термостабилизации. Кроме того, ВАХ  $S$ -типа позволяет использовать термисторы в качестве термопереключателей.

### 1.2.5. ВАРИСТОРЫ

Варисторами, или нелинейными резисторами, называются полупроводниковые приборы, сопротивление которых уменьшается с ростом напряжения. Варисторы чаще всего изготавливают из порошка карбида кремния ( $\text{SiC}$ ) с размером зерен 20–200 мкм. Порошок смешивают с различными связующими материалами, прессуют, обжигают при высоких температурах и наносят металлические электроды.

В варисторах осуществляются следующие механизмы протекания тока.

1. Протекание тока через непосредственный контакт между зернами. При увеличении тока может происходить микронагревание контакта, вследствие чего его проводимость увеличивается.

2. Протекание тока через встречно включенные  $p$ – $n$ -переходы. Если из-за адсорбции примесей поверхность зерен имеет другой тип проводимости, нежели середина, то контакт между зернами представляет собой два встречно включенных  $p$ – $n$ -перехода. Ток в такой цепи равен току отдельно взятого диода, который включен в обратном направлении. Вследствие низкого качества такого диода ток будет нелинейно расти с увеличением напряжения.

3. Протекание тока через контактные зазоры. Если между зернами имеются контактные зазоры, то с ростом напряженности электрического поля в зазоре может происходить автоэлектронная эмиссия с острых краев зерна и проводимость контакта увеличится. При увеличении напряжения число включенных зазоров

растет, что эквивалентно увеличению эффективной площади сопротивления.

4. Протекание тока через окисные пленки. При наличии окисной пленки между зернами увеличение тока может происходить вследствие туннельного прохождения носителей через пленку, а также вследствие ее частичного пробоя.

Тепловой механизм изменения сопротивления варистора является основным. Причем, поскольку разогреву подвергаются микроучастки полупроводника непосредственно под точечными контактами между зернами, суммарный объем этих областей гораздо меньше объема всего варистора. По теоретическим оценкам, тепловая постоянная времени процесса микроразогрева составляет  $10^{-6}$ — $10^{-7}$  с. При больших токах необходимо учитывать и макроразогрев варистора, что может привести к появлению участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением на статической ВАХ варистора.

Зависимость сопротивления варистора от напряжения  $R(V)$  характеризуется коэффициентом нелинейности  $\beta$ :

$$\beta = \frac{R}{R_d} = \frac{V}{J} \frac{dJ}{dV}. \quad (1.2.16)$$

В общем случае величина  $\beta$  является функцией напряжения и температуры  $\beta = \beta(V, T)$ . Если варистор работает при небольших изменениях напряжения и тока и его разогрев незначителен, то коэффициент нелинейности можно считать постоянным и выражение для ВАХ варистора имеет вид

$$J = B_0 V^\beta, \quad (1.2.17)$$

где  $B_0$  — коэффициент, зависящий от температуры и типа варистора.

Варисторы широко используются для искрогашения на контактах реле и защиты высоковольтных электрических цепей от перенапряжения.

### 1.2.6. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ С $p$ — $n$ -ПЕРЕХОДОМ

Полевыми транзисторами называются транзисторы, работа которых основана на управлении размерами области протекания тока, которая называется каналом. В полевых транзисторах с  $p$ — $n$ -переходом размер канала изменяется за счет приложения электрического поля к  $p$ — $n$ -переходу, непосредственно примыкающему к каналу. Обычно электрическое поле прикладывается к  $p$ — $n$ -переходу в обратном направлении, при этом область объемного заряда расширяется, сечение канала уменьшается и протекающий через него ток снижается. Поскольку в полевых транзисторах в образовании тока участвуют носители одного знака — основные носители материала канала, то такие транзисторы называют еще униполярными.

Схематическое изображение полевого транзистора приведено на рис. 1.23. Транзистор состоит из полупроводникового бруска с омическими контактами на концах, которые называются истоком и стоком, и  $p-n$ -перехода на боковой поверхности, внешний электрод которого называется затвором. Для увеличения глубины модуляции сопротивления канала  $p-n$ -переход делается несимметричным и формируется на двух противоположных гранях бруска.

Ширина области объемного заряда  $l$ , определяемая по формуле (1.1.3) с учетом того, что  $|V_{pn}| \gg \gg U_k$ ,  $N_D \ll N_A$  и

$$\frac{1}{qN_D} = \frac{\mu_n}{q\mu_n N_D} = \mu_n \rho,$$

где  $\rho$  — удельное сопротивление канала, может быть записана как

$$l = (2\epsilon\epsilon_0\mu_n\rho V_{pn})^{1/2}. \quad (1.2.18)$$

Поэтому для получения больших значений  $l$ , а следовательно, и  $\frac{dl}{dV}$ , необходимо использовать материал с большим удельным сопротивлением.

Вследствие падения напряжения при протекании тока через канал ширина области объемного заряда неодинакова по длине бруска (рис. 1.23). Обычно пассивные участки между  $p-n$ -переходом и истоком и  $p-n$ -переходом и стоком стараются сделать как можно меньшими и падением напряжения на этих участках пренебрегают. Тогда эффективные напряжения на  $p-n$ -переходе вблизи истока  $V'_{pn}$  и вблизи стока  $V''_{pn}$  будут равны

$$V'_{pn} = V_z, \quad V''_{pn} = V_c + V_z. \quad (1.2.19)$$

Найдем зависимость сопротивления канала от напряжения на затворе  $V_z$  при  $V_c = 0$ . Из (1.2.18) и (1.2.19) следует

$$h = a - 2l = a - (8\epsilon\epsilon_0\mu_n\rho V_z)^{1/2}. \quad (1.2.20)$$

Напряжение  $V_{z0}$ , при котором области объемного заряда смыкаются ( $h=0$ ) и протекание тока через транзистор становится невозможным, равно

$$V_{z0} = \frac{a^2}{8\epsilon\epsilon_0\mu_n\rho}. \quad (1.2.21)$$

Это напряжение называется напряжением отсечки.

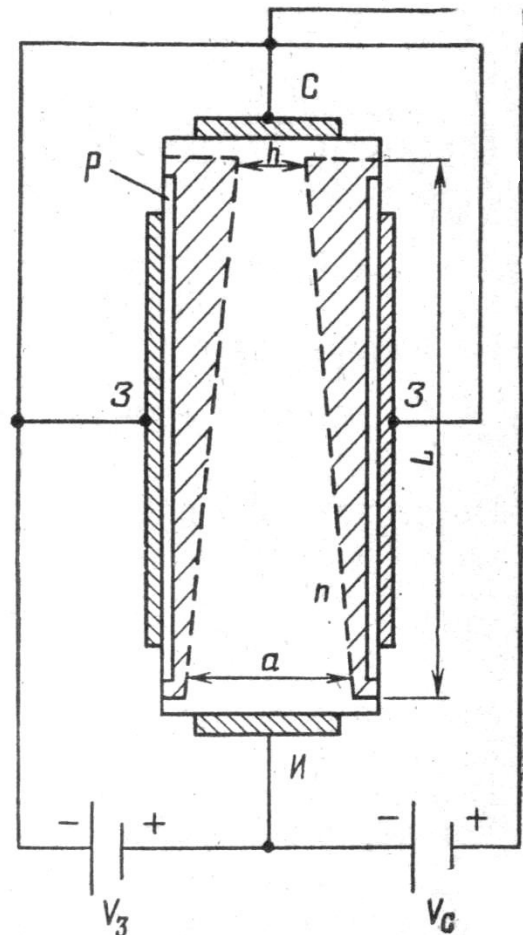


Рис. 1.23. Полевой транзистор с  $p-n$ -переходом: И — исток; С — сток; З — затвор

Если толщина бруска равна  $a$ , ширина  $b$ , длина  $L$ , то, используя (1.2.20) и (1.2.21), можно записать выражение для сопротивления канала  $R_k$ :

$$R_k = \rho \frac{L}{hb} = R_{k0} \left( 1 - \sqrt{\frac{V_3}{V_{30}}} \right)^{-1} \quad (1.2.22)$$

где  $R_{k0} = \rho \frac{L}{ab}$  — минимальное сопротивление канала при  $V_3 = 0$ .

Если  $V_c > 0$ , то ширина канала неодинакова по длине бруска и формула (1.2.22) применима лишь для элементарного участка  $dx$  на активной части бруска (исток  $x=0$ , сток:  $x=L$ ):

$$dR_k(x) = \frac{R_k(x)}{L} dx = \frac{R_{k0}}{L} \left( 1 - \sqrt{\frac{V_3 + V(x)}{V_{30}}} \right)^{-1} dx. \quad (1.2.23)$$

Из постоянства тока  $J_c$  по всей длине канала следует

$$dV(x) = J_c dR_k(x) = J_c \frac{R_{k0}}{L} \left( 1 - \sqrt{\frac{V_3 + V(x)}{V_{30}}} \right)^{-1} dx. \quad (1.2.24)$$

После интегрирования выражения (1.2.24) с граничными условиями  $V|_{x=0} = 0$ ,  $V|_{x=L} = V_c$  получим

$$J_c = \frac{1}{R_{k0}} \left[ V_c + \frac{2}{3} \frac{V_3^{3/2} - (V_3 + V_c)^{3/2}}{V_{30}^{1/2}} \right] \quad (1.2.25)$$

Эта формула справедлива для значений  $V_3$  и  $V_c$ , при которых еще не происходит перекрытия канала, т. е.  $h > 0$  и  $V_{pn} = V_3 + V_c < V_{30}$ . Перекрытие канала при увеличении  $V_{pn}$  происходит сначала в самом верхнем сечении канала, где выполняется условие

$$V_{pn} = V_3 + V_c = V_{30}. \quad (1.1.26)$$

Перекрытие канала может произойти из-за увеличения  $V_3$  или  $V_c$ . Рассмотрим механизм перекрытия канала за счет увеличения  $V_c$ . Пусть для простоты  $V_3 = 0$ . При росте тока через канал увеличивается запирающее напряжение на  $p$ - $n$ -переходе, что приводит к уменьшению сечения канала, т. е. к уменьшению тока. Таким образом, возникает отрицательная обратная связь по току, что приводит к насыщению тока и установлению его предельного значения  $J_{нас}$ . Полного перекрытия канала при этом не возникает, поскольку это означало бы установление нулевого тока и устранение причины, вызывающей сужение канала.

Насыщение тока происходит тогда, когда  $V_c$  близко к значению  $V_{30}$  и относительное изменение сечения канала велико. При малых  $V_c$  характеристика  $J_c = f(V_c)$  почти линейна (рис. 1.24). Если на затвор подано запирающее напряжение  $V_3 < V_{30}$ , то насыщение тока наступает при выполнении равенства (1.2.26). Подставив в (1.2.25)  $V_c$ , определенное из (1.2.26), получим

$$J_{нас} = \frac{1}{R_{k0}} \left[ \frac{1}{3} V_{30} - V_3 \left( 1 - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{V_3}{V_{30}}} \right) \right]. \quad (1.2.27)$$

Область насыщения токов используется для работы транзистора в усилительных схемах, поскольку при этом  $I_n$  не зависит от  $V_c$ , а зависит только от  $V_3$ . Эта область характеризуется крутизной характеристики  $S = -\frac{dJ_c}{dV_3}$ , выражение для которой можно получить из (1.2.27):

$$S = \frac{1}{R_{к0}} \left( 1 - \sqrt{\frac{V_3}{V_{30}}} \right). \quad (1.2.28)$$

Наряду с описанным механизмом самоограничения тока присутствует механизм, обусловленный уменьшением подвижности носителей при больших напряженностях электрического поля.

По основным характеристикам полевой транзистор вполне аналогичен электровакуумному триоду. Поэтому полевые транзисторы могут быть с успехом использованы во

всех схемах, разработанных для электронных ламп. Основной особенностью и отличием от биполярных транзисторов являются высокое входное сопротивление ( $\sim 10^6$  Ом) и более высокая граничная частота, на которой могут работать полевые транзисторы. Это обусловлено тем, что в полевых транзисторах отсутствует инжекция и диффузионная емкость на

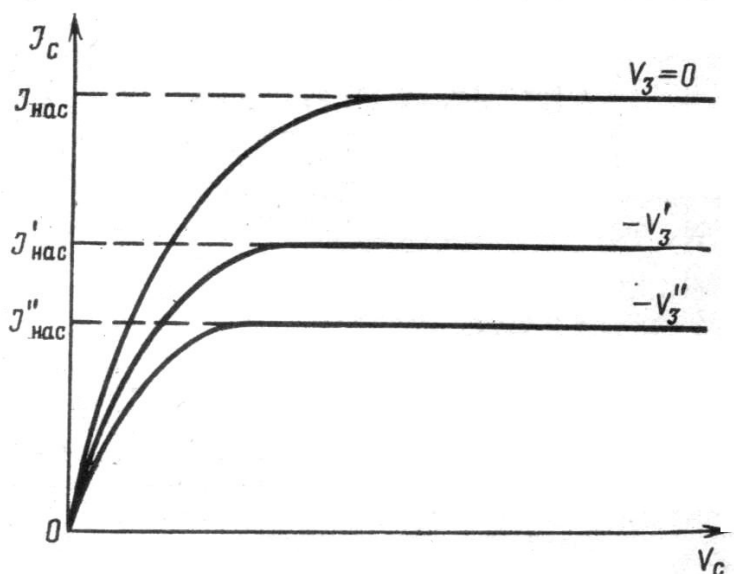


Рис. 1.24. Зависимость тока стока  $I_c$  полевого транзистора от напряжения на стоке  $V_c$  при различных напряжениях на затворе  $V_3$

входе прибора, и в протекании тока участвуют только основные носители материала канала. Последнее обстоятельство обеспечивает также более высокую термостабильность и радиационную стойкость полевых транзисторов по сравнению с биполярными, поскольку концентрация основных носителей очень слабо зависит от температуры и изменение параметров с температурой происходит только за счет изменения подвижности. Наличие участка насыщения тока на характеристике полевого транзистора позволяет использовать его не только в качестве усилительного прибора, но и в качестве генератора тока.

Недостатком полевого транзистора с  $p-n$ -переходом является то, что он может работать только при одной полярности входного напряжения, когда  $p-n$ -переход включен в обратном направлении, поскольку при подаче прямого напряжения на  $p-n$ -переход резко падает входное сопротивление транзистора и ухудшаются его частотные свойства. От этого недостатка свободны МДП

транзисторы, которые могут работать при обеих полярностях входного напряжения и обладают еще более высоким входным сопротивлением.

### 1.2.7. ОДНОПЕРЕХОДНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Однопереходный транзистор по общей схеме исполнения похож на полевой транзистор с  $p-n$ -переходом. Однопереходный транзистор изготавливается в виде полупроводникового стрержня,

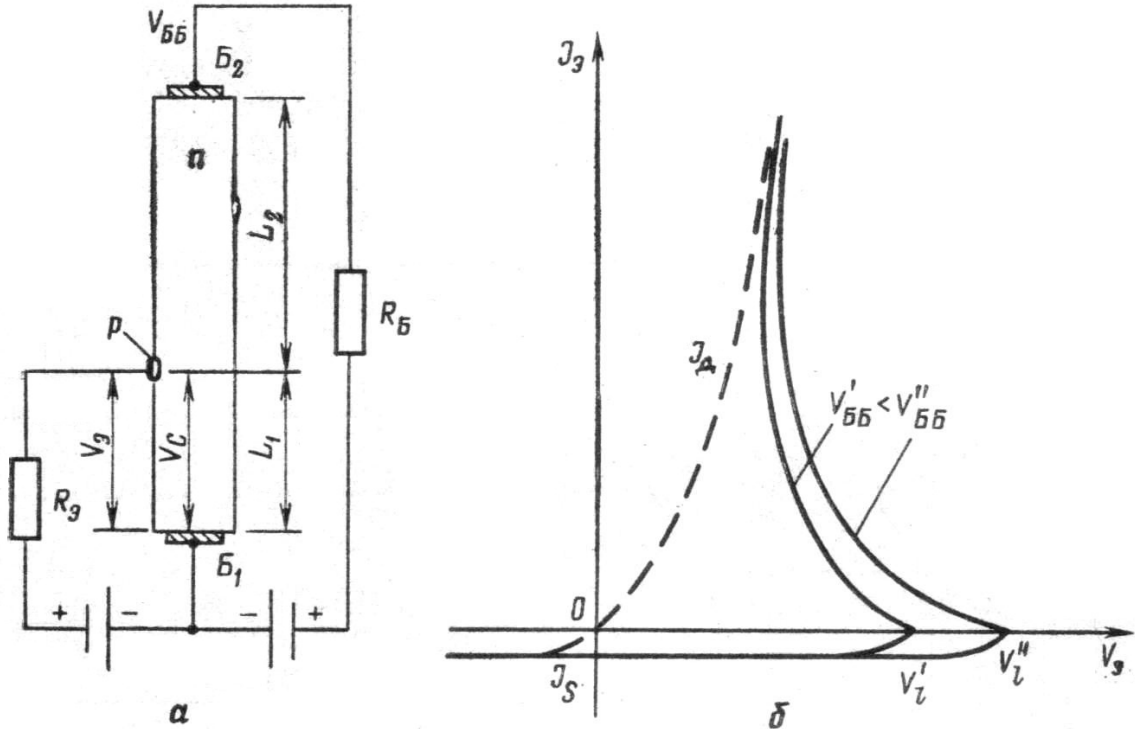


Рис. 1.25. Схема включения однопереходного транзистора (а) и его теоретическая входная характеристика (б)

называемого базой, с омическими контактами на торцах, называемыми база 1 ( $B_1$ ) и база 2 ( $B_2$ ), и  $p-n$ -переходом на боковой поверхности (рис. 1.25, а). Отличие от полевого транзистора состоит в конструктивном исполнении, схеме включения и физическом механизме, на котором основана работа этого прибора.  $p-n$ -Переход занимает малую область боковой поверхности и включается в прямом направлении. Омический контакт  $p$ -области называется эмиттером ( $\Xi$ ). Работа прибора основана на инжекции дырок из области эмиттера в базу и изменении проводимости нижней части базы на участке  $L_1$ .

Пусть к базам  $B_1$  и  $B_2$  приложено напряжение  $V_{BB}$ . Поскольку линейные размеры  $p-n$ -перехода гораздо меньше расстояния между базами, можно считать эмиттер точечным. Тогда падение напряжения на нижней части базы длиной  $L_1$  будет равно

$$V_L = V_{BB} \frac{L_1}{L_1 + L_2} \quad (1.2.29)$$

Напряжение на  $p-n$ -переходе  $V_{pn}$  будет равно

$$V_{pn} = V_3 - V_L. \quad (1.2.30)$$

Пока  $V_3 < V_L$ ,  $p-n$ -переход смещен в обратном направлении и через него протекает малый ток насыщения  $J_S$ . При  $V_3 = V_L$  напряжение на  $p-n$ -переходе становится равным нулю и при случайном, обусловленном тепловыми флуктуациями уменьшении  $V_L$  может стать положительным. Это приводит к инжекции в область базы дырок, которые уносятся электрическим полем в нижнюю часть базы, увеличивая тем самым ее проводимость. Увеличение проводимости нижней части базы приводит к уменьшению  $V_L$ , что в свою очередь ведет к увеличению тока через  $p-n$ -переход, повышению уровня инжекции и дальнейшему увеличению проводимости нижней части базы. При увеличении тока в эмиттерной цепи растет падение напряжения на нагрузочном сопротивлении  $R_3$ , что приводит к уменьшению напряжения на эмиттере. Таким образом, на вольт-амперной характеристике появляется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением (рис. 1.25, б). При дальнейшем увеличении тока в эмиттерной цепи ВАХ однопереходного транзистора приближается к ВАХ  $p-n$ -перехода, включенного в прямом направлении. Существенным отличием ВАХ однопереходного транзистора является то, что появление отрицательного дифференциального сопротивления происходит практически при нулевых токах эмиттера.

Если  $R_1$  — сопротивление нижней части базы длиной  $L_1$ , то напряжение на этой области складывается из падения напряжения, создаваемого током эмиттера  $J_3$  и током в межбазовой цепи  $J_{66}$ :

$$V_L = R_1 J_3 + R_1 J_{66} = \frac{1}{\sigma_6} (J_3 + J_{66}). \quad (1.2.31)$$

Тогда, используя (1.2.2), (1.2.3), (1.2.30) и (1.2.31), получаем

$$V_3 = V_{pn} + V_L = \frac{\beta_k T}{q} [\ln(J_3 + J_S) - \ln J_S] + \frac{J_3 + J_{66}}{\sigma_0 [1 + (J_3/J_0)^\chi]}, \quad (1.2.32)$$

и дифференциальное сопротивление эмиттерной цепи определится как

$$R_d = \frac{dV_3}{dJ_3} = \frac{\beta_k T}{q(J_3 + J_S)} \frac{1 + [1 - \chi(J_3 + J_{66})/J_3](J_3/J_0)^\chi}{\sigma_0 [1 + (J_3/J_0)^\chi]^2}. \quad (1.2.33)$$

Необходимым условием возникновения отрицательного сопротивления является

$$\frac{\chi(J_3 + J_{66})}{J_3} > 1. \quad (1.2.34)$$

Видно, что для любых  $\chi$  это условие может быть выполнено с помощью увеличения  $J_{66}$ .

Однопереходные транзисторы получили большое распространение в последнее время благодаря их низкой стоимости и просто-



те изготовления. Они используются в схемах переключателей, релаксационных генераторов и генераторов гармонических колебаний. Основным их достоинством является малый входной ток в закрытом состоянии. Возможность модуляции проводимости базы током эмиттера обуславливает использование однопереходных транзисторов в схемах усилителей. Частотные свойства таких усилителей определяются временем пролета инжектированных носителей в базе  $\tau$ . На частотах  $\omega_n$ , кратных частоте  $\omega_0 = 2\pi/\tau$ , коэффициент передачи усилителя на однопереходном транзисторе обращается в нуль. Это позволяет использовать данный прибор в качестве активного фильтра.

В некоторых схемах работа однопереходного транзистора на переменном токе на участке отрицательного дифференциального сопротивления эквивалентна действию эффективной индуктивности  $L_{эф}$ , величину которой можно изменять путем изменения положения рабочей точки на характеристике. Это открывает перспективы использования однопереходных транзисторов в качестве индуктивностей в микроэлектронике, где создание индуктивностей другими способами затруднено.

Основным недостатком однопереходных транзисторов является их относительно невысокое быстродействие ( $\sim 10^{-7}$  с) по сравнению с биполярными и полевыми транзисторами, однако для многих практических применений его оказывается достаточно.

### 1.2.8. ЛАВИННЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Лавинный транзистор отличается от обычного биполярного тем, что он может работать в режиме лавинного пробоя перехода коллектор — база. Схема включения лавинного транзистора приведена на рис. 1.26, а. При малых напряжениях на коллекторе через переход коллектор — база течет малый ток  $J_{к0}$ . Поскольку напряжение на базе мало, то велико сопротивление перехода эмиттер — база, поэтому практически весь ток утечки  $J_{к0}$  течет через сопротивление  $R_6$ . При больших напряжениях на коллекторе начинается лавинное умножение тока в коллекторном переходе (характеристика лавинного пробоя перехода коллектор — база при отключенном эмиттере и отсутствии  $R_6$  приведена на рис. 1.26, б, кривая I). Увеличение тока создает падение напряжения на сопротивлении  $R_6$ , что приводит к уменьшению сопротивления эмиттерного перехода и увеличению тока через него. Увеличение эмиттерного тока  $J_э$  приводит к увеличению коэффициента передачи по току и к частичному отпиранию транзистора и дальнейшему увеличению тока через него. При этом значительная часть напряжения будет падать на нагрузочном сопротивлении и напряжение на коллекторе уменьшится. Таким образом, на ВАХ появится участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением. В дальнейшем происходит уменьшение коэффициента передачи по току за счет сильного возрастания тока эмиттера и уменьшения коллекторного напряжения. При этом рост тока будет

происходить в основном за счет лавинного умножения носителей в коллекторном переходе (рис. 1.26, б, кривая II).

Лавинные транзисторы используются в основном в импульсных схемах и схемах релаксационных генераторов. Устройства на

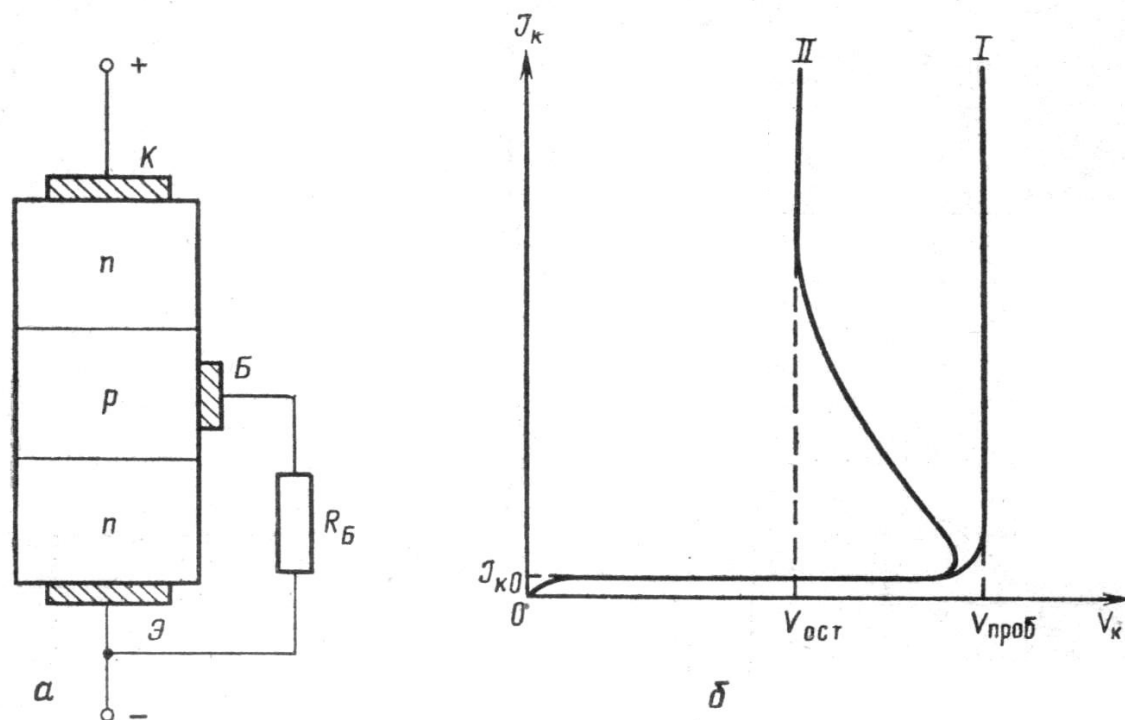


Рис. 1.26. Схема включения лавинного транзистора (а) и его характеристики (б): пробоя перехода коллектор—база—I и ВАХ лавинного транзистора—II

основе лавинных транзисторов обладают хорошим быстродействием ( $\sim 10^{-9}$  с). Существенным недостатком лавинных транзисторов является большая величина остаточного напряжения  $V_{ост}$  (рис. 1.26, б) и вследствие этого значительная мощность, рассеиваемая на транзисторе в открытом состоянии.

### 1.2.9. ТИРИСТОРЫ

Тиристорами называются многослойные полупроводниковые структуры с чередующимся типом проводимости. Наиболее распространенными тиристорами являются двухэлектродные (динисторы) и трехэлектродные (тринисторы). Схема двухэлектродного тиристора приведена на рис. 1.27, а. Такой тиристор представляет собой четырехслойную  $p-n-p-n$ -структуру, которую можно представить в виде двух транзисторов  $p-n-p$ - и  $n-p-n$ -типа, у которых объединены коллекторные и базовые области (рис. 1.27, б). Напряжение на такую структуру подается плюсом на  $p$ -эмиттер (анод) и минусом на  $n$ -эмиттер (катод). При такой полярности напряжения эмиттерные переходы оказываются включенными в прямом направлении, а общий коллекторный переход — в обратном. ВАХ тиристора представлена на рис. 1.28, б,

а на рис. 1.28, а даны зонные энергетические диаграммы  $p-n-p-n$ -структуры, соответствующие точкам 1—6 на ВАХ тиристора.

Вначале, при малых напряжениях, ток через тиристор определяется током обратсмещенного коллекторного перехода  $J_{к0}$ ,

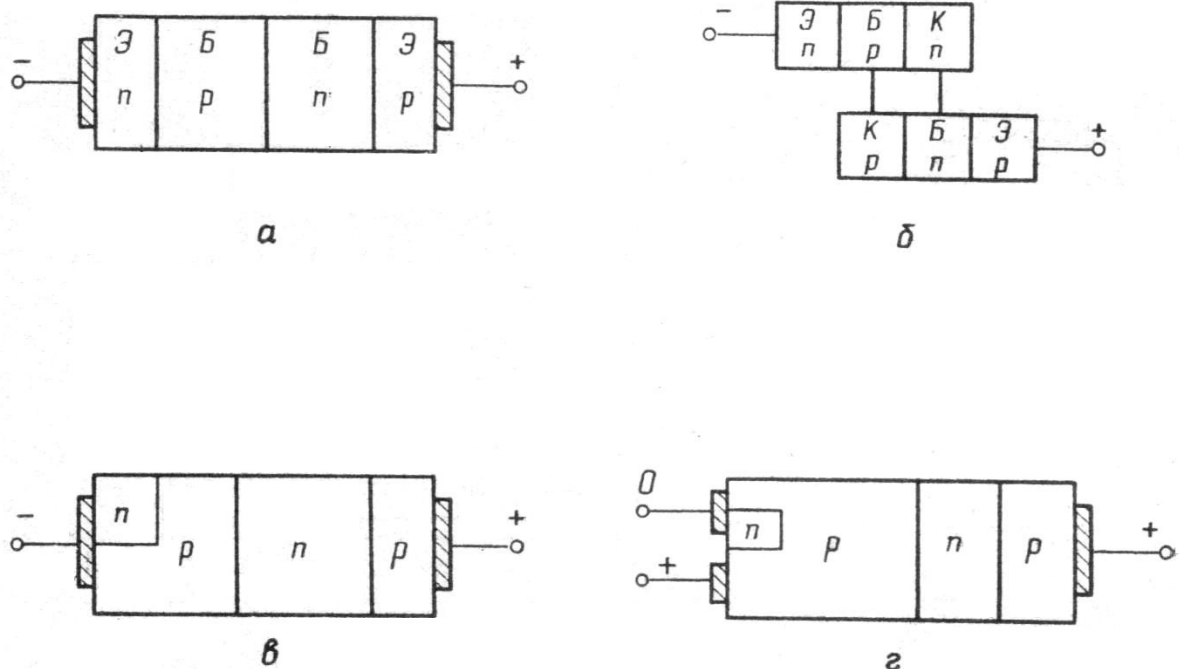


Рис. 1.27. Структура (а) и эквивалентная схема тиристора (б). Схема тиристора с зашунтированным эмиттером (в) и схема тиристора с управляющим электродом (г)

и практически все внешнее напряжение падает на коллекторном переходе. При дальнейшем увеличении напряжения между катодом и анодом повышается прямое падение напряжения на эмиттерных переходах и ток через них. Электроны, инжектированные из  $n$ -эмиттера в  $p$ -базу, диффундируют к коллекторному  $p-n$ -переходу, проходят его и попадают в  $n$ -базу. Проникнуть в  $p$ -эмиттер из  $n$ -базы им мешает небольшой потенциальный барьер правого эмиттерного перехода (рис. 1.28, а, диаграмма 2), поэтому в  $n$ -базе происходит накопление отрицательного заряда. Аналогичные рассуждения справедливы для дырок, инжектируемых  $p$ -эмиттером в  $n$ -базу, которые в конечном итоге создают избыточный положительный заряд в  $p$ -базе. При некотором напряжении  $V_{вкл}$  (рис. 1.28, б, точка 3) процесс накопления зарядов в базах происходит настолько интенсивно, что это приводит к понижению потенциального барьера коллекторного  $p-n$ -перехода. Понижение потенциального барьера вызывает увеличение инжекционного тока, еще более интенсивную зарядку баз и дальнейшее понижение барьера коллекторного  $p-n$ -перехода (рис. 1.28, а, диаграмма 4). Резкое увеличение тока через тиристор приводит к увеличению падения напряжения на последовательно включенной нагрузке и уменьшению падения напряжения на самом тиристоре. При этом

тиристор переходит из закрытого состояния в открытое (рис. 1.32, а, диаграмма 5), а на ВАХ появляется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением (рис. 1.28, б, точка

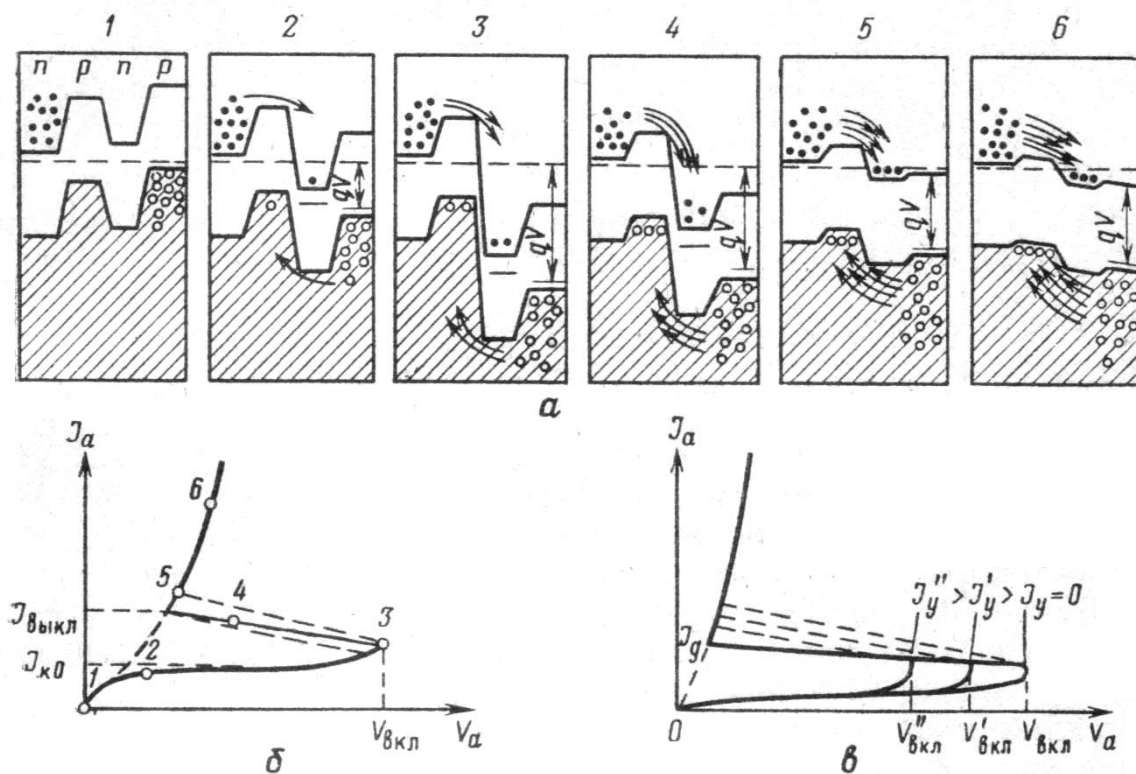


Рис. 1.28. Энергетические диаграммы работы тиристора при различных напряжениях  $V_a$  (а) и ВАХ двухэлектродного (б) и трехэлектродного (в) тиристора при различных управляющих токах

4). Дальнейший ход ВАХ тиристора аналогичен ВАХ  $p-n$ -перехода, включенного в прямом направлении.

Тиристор будет оставаться в открытом состоянии, пока через него течет ток, достаточный для поддержания в базах заряда, обеспечивающего прямое смещение коллекторного  $p-n$ -перехода. Если уменьшить ток через тиристор до некоторой величины  $J_{\text{выкл}}$ , то в результате рассасывания и рекомбинации количество избыточных зарядов в базах уменьшится и коллекторный переход окажется смещенным в обратном направлении. При этом произойдет перераспределение напряжений на  $p-n$ -переходах тиристора, уменьшится инжекция из эмиттеров и тиристор перейдет в закрытое состояние.

Рассматривая тиристор как два эквивалентных транзистора, можно выразить общий коллекторный ток  $J_k$  через токи эмиттеров  $J_{\text{э}1}$  и  $J_{\text{э}2}$ , коэффициенты передачи эмиттерных токов  $h_{21\text{б}1}$  и  $h_{21\text{б}2}$  и ток утечки  $J_{\text{к}0}$ :

$$J_k = h_{21\text{б}1} J_{\text{э}1} + h_{21\text{б}2} J_{\text{э}2} + J_{\text{к}0}. \quad (1.2.35)$$

Поскольку через все переходы течет один и тот же ток  $J$ , то  $J_a = J_{\text{э}1} = J_{\text{э}2} = J_k$  и

$$J_a = \frac{J_{\text{к}0}}{1 - h_{21\text{б}}}, \quad (1.2.36)$$

где  $\overline{h_{216}} = h_{2161} + h_{2162}$  — суммарный коэффициент передачи тока. Таким образом, для резкого возрастания тока через тиристор необходимо, чтобы суммарный коэффициент передачи тока был близок к единице. В начале ВАХ коэффициенты передачи тока обоих транзисторов растут из-за повышения коллекторного напряжения и увеличения токов эмиттеров. На переходном участке характеристики суммарный коэффициент передачи тока близок к единице. Дальнейший рост  $\overline{h_{216}}$  ограничен уменьшением напряжения на коллекторном переходе, т. е. ослаблением ударной ионизации и уменьшением коэффициента умножения носителей заряда.

В используемых в настоящее время для изготовления тиристор кремниевых структурах коэффициент передачи тока одного из транзисторов, составляющих структуру, может оказаться близким к единице уже при малых напряжениях и токах. Для получения больших значений  $V_{вкл}$  и более резкой зависимости  $\overline{h_{216}}$  от напряжения и тока производится шунтирование одного из эмиттерных переходов объемным сопротивлением базы (рис. 1.27, в), а одну из баз делают толстой по сравнению с диффузионной длиной соответствующих неосновных носителей. Шунтирование обеспечивает малые значения коэффициента передачи тока при малых напряжениях, поскольку практически весь ток в этом случае идет по шунтирующему сопротивлению базы, минуя эмиттерный переход. При больших напряжениях уменьшается сопротивление эмиттерного перехода по сравнению с шунтирующим сопротивлением и практически весь ток идет через эмиттерный переход, растут инжекция и накопление заряда в базах, т. е. происходит резкое увеличение коэффициента передачи тока.

Напротив, для увеличения  $\overline{h_{216}}$  и снижения напряжения включения тиристор снабжается дополнительным управляющим электродом, который имеет контакт с базовой областью (рис. 1.27, г). При подаче напряжения на управляющий электрод увеличиваются ток эмиттера и инжекция неосновных носителей в базу, что приводит к росту  $\overline{h_{216}}$  и снижению напряжения включения. Вольт-амперные характеристики трехэлектродного тиристора при различных управляющих напряжениях приведены на рис. 1.28, в.

Тиристоры широко используются в схемах управления током, схемах защиты, электронных ключах и переключателях. Различные типы тиристоров могут работать в широких диапазонах изменения напряжений — от десятков до тысяч вольт и токов — от единиц миллиампер до сотен ампер с быстродействием  $10^{-8}$ — $10^{-6}$  с.

### УПРАЖНЕНИЯ

1. Получить ВАХ варистора. Вычислить коэффициенты  $B_0$  и  $\beta$ .
2. Получить ВАХ германиевого и кремниевого диодов. Определить в обоих случаях значение  $J_s$ , пробойные напряжения и характер пробоя.

3. Получить ВАХ стабилитронов различных типов. Определить напряжение стабилизации, дифференциальное сопротивление в рабочей точке, коэффициент качества и характер пробоя.

4. Получить ВАХ туннельного диода. Рассчитать глубину залегания уровней Ферми для  $p$ - и  $n$ -областей, приняв  $\Delta E_p \approx 2\Delta E_n$ .

5. Получить статическую ВАХ термистора. Пользуясь аналитическим выражением для ВАХ, определить коэффициент рассеяния  $H$ .

6. Получить семейство выходных характеристик полевого транзистора и оценить напряжение отсечки. Построить график зависимости крутизны от напряжения на затворе и для нулевого напряжения на затворе рассчитать сопротивление канала.

7. Получить входные характеристики однопереходного транзистора для различных напряжений между базами. Рассчитать относительное положение  $p$ — $n$ -перехода.

8. Получить ВАХ лавинного транзистора. Определить напряжение пробоя перехода база — коллектор и оценить величину отрицательного дифференциального сопротивления на рабочем участке.

9. Получить ВАХ двухэлектродного и трехэлектродного тиристоров. Для первого определить напряжение включения, для второго построить график зависимости напряжения включения от тока управляющего электрода.

## ЛИТЕРАТУРА

### Основная

1. Викулин И. М., Стафеев В. И. Физика полупроводниковых приборов. М.: Советское радио, 1980.
2. Пасынков В. В., Чиркин П. К., Шинков А. Д. Полупроводниковые приборы. М.: Высшая школа, 1981.

### Дополнительная

1. Киреев П. С. Физика полупроводников. М.: Высшая школа.
2. Степаненко И. П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. М.: Энергия, 1977.
3. Специальный физический практикум. Под ред. А. А. Харламова. Т. 2. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1977.