

Библиотека БГУИР



000155907

ЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

дение образования

УДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ИНФОРМАТИКИ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ"

Кафедра микроэлектроники

Б.С. Колосницын

Элементы интегральных схем.  
Физические основы

Допущено Министерством образования Республики Беларусь  
в качестве учебного пособия для студентов специальности  
"Микроэлектроника" высших учебных заведений.

Минск 2001

УДК 62138 (075.8)  
ББК 32844.1 Я73  
К 61

Рецензенты: ректор МГВРК, профессор Цырельчук Н.И.  
заведующий лабораторией ИЭ НАН Беларуси, канд. техн. наук  
Мельников В.П.

**Колосницын Б.С.**

К 61 Элементы интегральных схем. Физические основы:

Учебное пособие для студентов специальности "Микроэлектроника".  
Мн.: БГУИР. 2001 - 140 с.: 77 ил.

ISBN N 985-444-207-1

В учебном пособии основное внимание уделено физике работы р-п-перехода биполярных и полевых транзисторов. Рассмотрены их основные свойства, характеристики и параметры. В меньшем объеме рассмотрены вопросы, относящиеся к контакту Шоттки и омическому контакту.

УДК 621382 (075.8)  
ББК 32844.1 Я73

ISBN N985-444-207-1



Б.С.Колосницын, 2001

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Содержание учебного пособия "Элементы интегральных схем. Физические основы" базируется на лекционном материале дисциплины "Физика активных элементов интегральных схем", читаемой автором студентам третьего курса факультета радиотехники и электроники по специальности "Микроэлектроника". Учебное пособие будет полезно студентам при изучении также таких дисциплин, как "Микроэлектроника", "Расчет и проектирование полупроводниковых приборов и элементов интегральных схем" и "Мощные и СВЧ полупроводниковые приборы".

В настоящем пособии большое внимание уделено физическим принципам работы электронно-дырочного перехода, так как он является основой и составной частью многих активных элементов интегральных схем, и процессы, происходящие в р-п-переходах при прямом и обратном смещениях, во многом определяют физику работы биполярного транзистора, тиристора и т.д.

Во втором разделе рассмотрена работа выпрямляющего контакта металл-полупроводник (контакт Шоттки), физические принципы работы и конструкция диода Шоттки, а также основные параметры невыпрямляющего (омического) контакта.

Традиционно рассматривается физика работы бездрейфового биполярного транзистора, но анализируются все особенности работы транзисторов, имеющих встроенное электрическое поле в базе.

В четвертом разделе рассмотрены физические принципы работы одного из полевых канальных транзисторов — полевого транзистора с затвором Шоттки или транзистора со структурой «металл-полупроводник» (MeП-транзистор) и физика работы полевого транзистора со структурой металл-оксид-полупроводник (МОП-транзистор). При анализе работы МОП-транзисторов большое внимание уделено короткоканальным транзисторам. Рассматриваются эффекты, приводящие к изменению важнейших электрических параметров приборов (порогового напряжения, крутизны, подпорогового тока и т.д.) и к их временной нестабильности.

# ГЛАВА 1. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД

## 1.1. Образование электронно-дырочного (p-n) перехода

Введем два монокристалла полупроводника, обладающих различными типами электропроводности, в идеальный контакт. Процессы, происходящие в p-n-переходе, будем анализировать в диапазоне температур, при которых все примеси ионизированы. Объемы полупроводников электронейтральны, т.к. заряды связанных носителей (ионизированных доноров и акцепторов) уравниваются зарядами свободных носителей (соответственно электронов и дырок). Из-за наличия градиента концентрации основные свободные носители заряда будут диффундировать в соседние области, где они вблизи границы рекомбинируют.

Около металлургической границы (м.г.) перехода, т. е. в плоскости, где меняется тип преобладающей примеси, образуется двойной заряженный слой нескомпенсированных ионизированных акцепторов и доноров (рис. 1.1), поле которого ( $E_{\text{дифф}}$ ) будет препятствовать дальнейшей диффузии. Этот слой шириной ( $x_d$ ) будем называть областью пространственного заряда (ОПЗ), или обедненным слоем. Из условия электронейтральности перехода

$$\int_{-x_p}^{x_n} N(x) dx = 0 \text{ запишем:}$$

$$N_a x_p = N_d x_n. \quad (1.1)$$

Считаем, что в идеальном случае все напряжение, приложенное к p-n-переходу, падает на ОПЗ.

Вследствие наличия электрического поля между областями материала разных типов электропроводности образуется потенциальный барьер. Достижение равновесного состояния осуществляется за счет того, что диффузионные составляющие электронного  $J_{nD}$  и дырочного  $J_{pD}$  токов уравниваются движущимися в обратном направлении под действием  $E_{\text{диф}}$  дрейфовыми составляющими токов  $J_{nE}$  и  $J_{pE}$  (рис. 1.1, б).

Высоту потенциального барьера p-n-перехода можно определить исходя из следующих соображений. Когда обе области полупроводника находятся в равновесии, уровень Ферми должен быть постоянным в пределах всей системы, следовательно, высота потенциального барьера будет определяться положением уровня Ферми в n- и p-областях. Он эквивалентен разности работ выхода из этих отдельных областей, т.к. работы выхода из полупроводника определяется выражением

$$q\phi_s = q\chi + (E_C - E_F), \quad (1.2)$$

где  $q\chi$  — энергия сродства к электрону.

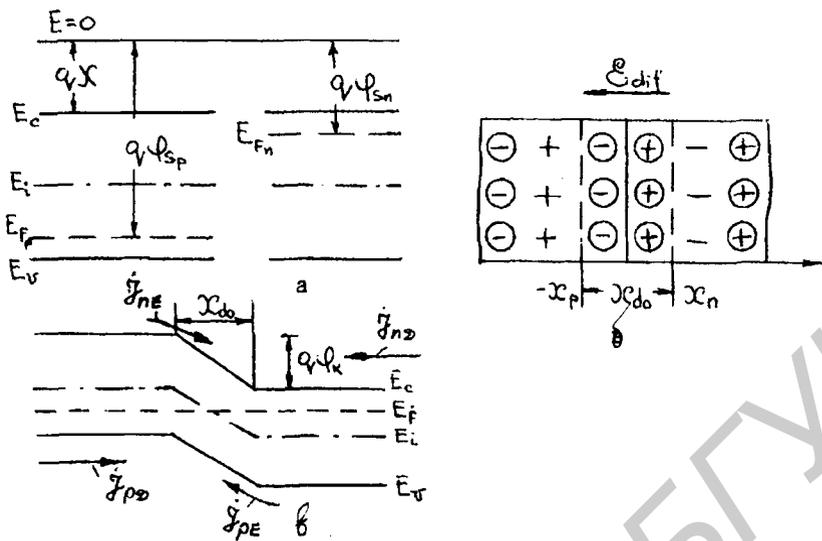


Рис. 1.1. Образование p-n-перехода:

а — энергетические зонные диаграммы p-n-полупроводников;

б — рисунок, поясняющий образование обедненного слоя;

в — энергетическая зонная диаграмма p-n-перехода

Итак,

$$q\psi_{sp} - q\psi_{sn} = q\phi_k = [q\chi + E_i + (E_i - E_F)]_p - [q\chi + E_i + (E_F - E_i)]_n = (E_i - E_F)_p + (E_F - E_i)_n. \quad (1.3)$$

Известно [1], что  $n_{n0} = n_i \exp \frac{E_{Fn} - E_i}{kT}$ ,

$$p_{p0} = p_i \exp \frac{E_i - E_{Fp}}{kT} \quad \text{и} \quad n_i = p_i.$$

Следовательно,  $q\phi_k = kT \ln \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2}$ , (1.4)

а контактная разность потенциалов  $\phi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2}$ .

Или, полагая, что  $n_i^2 = n_{n0} p_{p0} = p_{p0} n_{p0}$ , (1.5)

получим

$$\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}}. \quad (1.6)$$

Выражение (1.5) можно записать иначе: считая, что  $n_{n0} \approx N_d$ ,

$p_{p0}^2 = N_c N_v \exp(-E_g/kT)$ ,  $p_{p0} > N_a$ , и считая, что  $N_c > N_d$ , а  $N_v > N_a$ , контактную разность потенциалов  $\varphi_k$  запишем

$$\varphi_k = \frac{E_g}{q} - \frac{kT}{q} \ln \frac{N_c N_v}{N_a N_d}, \quad (1.7)$$

где  $N_c$ ,  $N_v$  — эффективные плотности разрешенных состояний в свободной и валентной зонах соответственно.

Из (1.7) видно, что контактная разность потенциалов и высота потенциального барьера увеличиваются с ростом ширины запрещенной зоны полупроводника и концентрации примесей и уменьшаются с ростом температуры.

## 1.2. P-n-переход в состоянии теплового равновесия

### 1.2.1. Резкий несимметричный переход

Переход, в котором область изменения концентрации примесей значительно меньше ширины ОПЗ, называется резким, а если величина этой области больше или равна ширине ОПЗ — плавным. Первый тип p-n-переходов получают методом эпитаксиального выращивания, второй — диффузией или имплантацией. Если величина концентрации примеси в одной из областей p-n-перехода значительно превышает концентрацию в соседней, то такой переход называется несимметричным (в отличие от симметричного, у которого  $N_d = N_a$ ).

Зависимость характеристик перехода от координаты (рис.1.2) можно получить, решив уравнение Пуассона :

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (1.8)$$

где  $\rho(x) = q(p - n + N_d - N_a)$ .

В приближении полного обеднения в ОПЗ отсутствуют свободные носители:  $\rho(x) = q(N_d - N_a)$ .

Для p-области  $-x_p < x < 0$  (рис.1.2) запишем:

$$\frac{d^2 \varphi_1}{dx^2} = \frac{qN_a}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad \frac{d^2 \varphi_1}{dx^2} = \frac{qN_a x}{\varepsilon \varepsilon_0} + C_1.$$

Полагая, что при  $x = -x_p$ ,  $E = -d\varphi/dx = 0$ , находим

$C_1 = \frac{qN_a x_p}{\varepsilon \varepsilon_0}$ . Следовательно,

$$\frac{d\varphi_1}{dx} = \frac{qN_a}{\varepsilon \varepsilon_0} (x + x_p); \quad (1.9)$$

$$E = \frac{d\varphi_1}{dx} = -\frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} N_a (x + x_p). \quad (1.10)$$

В ОПЗ электрическое поле отрицательно и линейно зависит от координаты, а

$$E_{\max x=0} = -\frac{qN_a x_p}{\varepsilon \varepsilon_0}. \quad (1.11)$$

Решая уравнение Пуассона для  $n$ -областей ( $0 < x < x_p$ ), получим

$$E(x) = -\frac{qN_d}{\varepsilon \varepsilon_0} (x - x_n), \quad (1.12)$$

а

$$E_{\max x=0} = -\frac{qN_d x_n}{\varepsilon \varepsilon_0}. \quad (1.13)$$

При  $x = 0$  поле не должно иметь разрыва, поэтому

$$N_a x_p = N_d x_n. \quad (1.14)$$

Равенство (1.14) мы получили в (1.1) исходя из предположения о нейтральности заряда в ОПЗ.

Интегрируя выражение  $d\varphi_1/dx$  и считая, что при  $x = -x_p$   $\varphi_1 = 0$ , получим

$$\varphi_1 = \frac{qN_a}{\varepsilon \varepsilon_0} (x + x_p)^2. \quad (1.15)$$

Для  $n$ -области, полагая, что при  $x = x_n$   $\varphi_2 = \varphi_k$ , получим

$$\varphi_2 = -\frac{qN_d}{\varepsilon \varepsilon_0} (x - x_n)^2 + \varphi_2. \quad (1.16)$$

При  $x = 0$   $\varphi_1 = \varphi_2$ , следовательно,

$$\varphi_2 = \frac{q}{2\varepsilon \varepsilon_0} (N_a x_p^2 + N_d x_n^2).$$

Используя (1.14) и  $x_d = x_n + x_p$ , получаем

$$x_{d0} = \left[ \frac{2\varepsilon \varepsilon_0 (N_a + N_d) \varphi_k}{q N_a N_d} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (1.17)$$

Так как обычно  $N_d \gg N_a$  или  $N_a \gg N_d$ , получим

$$x_{d0} = \left( \frac{2\epsilon\epsilon_0\varphi_k}{qN_B} \right)^{1/2}, \quad (1.18)$$

где  $N_B$  — концентрация примесей в базе, т.е. в наиболее слаболегированной области р-п-перехода;

$x_{d0}$  — ширина обедненного слоя (или ОПЗ), когда напряжение на р-п-переходе  $U = 0$ .

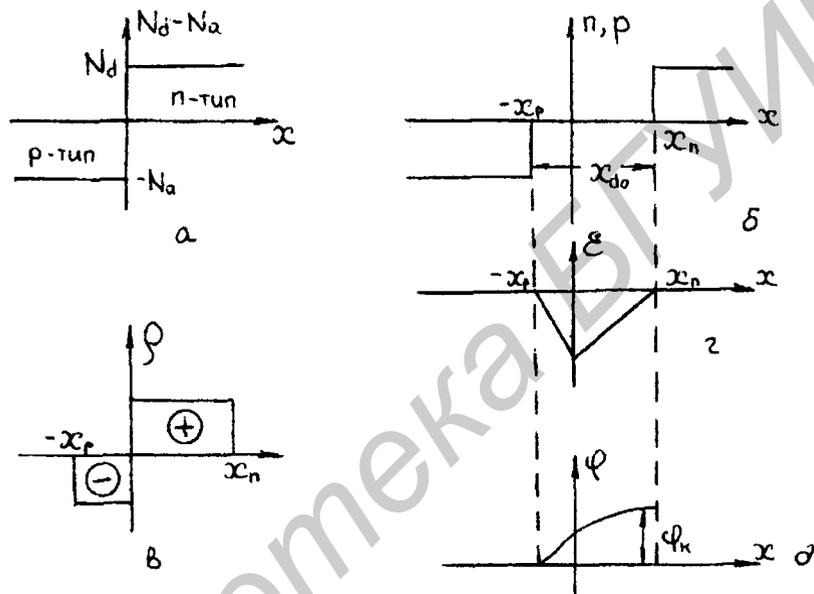


Рис. 1.2. Зависимость характеристик резкого р-п-перехода от координаты:

- а — результирующая примесная концентрация;
- б — концентрация свободных носителей;
- в — объемный заряд; г — электрическое поле; д — потенциал

### 1.2.2. Плавный переход

Общего аналитического решения уравнения Пуассона (1.8) для переходов, полученных двойной диффузией, не существует, поэтому конкретные случаи рассматриваются приближенно. Более точные результаты для этих случаев можно получить численным методом.

В переходе с линейным распределением примеси концентрация во всей области объемного заряда описывается выражением

$$N_d - N_a = ax, \quad (1.19)$$

где  $a$  — градиент результирующей примесной концентрации и имеет размерность  $[\text{см}^{-4}]$ .

Распределение напряженности поля и потенциала легко найти из уравнения Пуассона, поскольку плотность объемного заряда в обедненной области зависит от координаты линейно, поле — квадратично, а потенциал меняется как куб координаты (рис. 1.3).

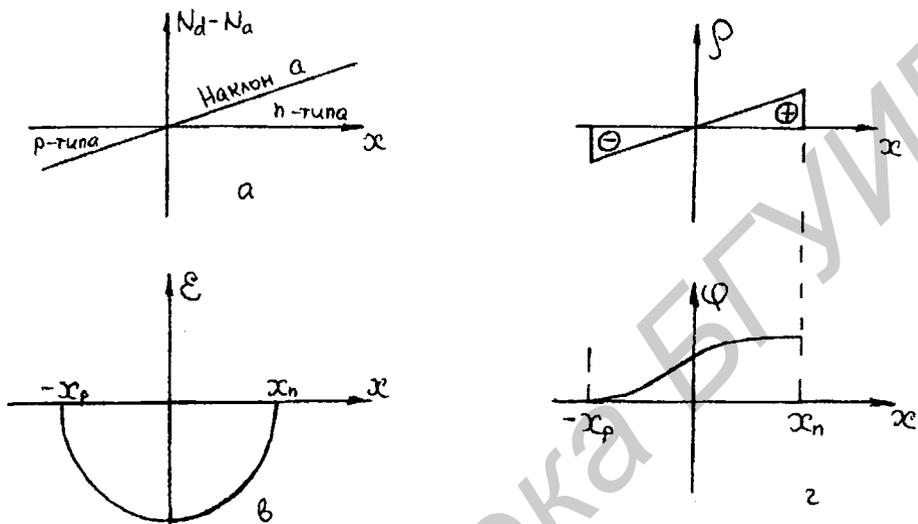


Рис. 1.3. Характеристики плавного перехода с линейным распределением примеси:

- а — результирующая примесная концентрация;
- б — объемный заряд; в — поле; г — потенциал

Решая в рамках приближения обеднения уравнение Пуассона

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{qax}{\epsilon\epsilon_0}$$

для обеих областей перехода при граничных условиях, указанных в подразделе 1.2.1, получим величины максимального электрического поля и ширины ОПЗ:

$$E_{\max} = -\frac{qax_0^2}{8\epsilon\epsilon_0}; \quad (1.20)$$

$$x_{d0} = \left( \frac{12\epsilon\epsilon_0\varphi_k}{qa} \right)^{1/3}. \quad (1.21)$$

### 1.3. Барьерная емкость р-п-перехода

Удельную барьерную емкость р-п-перехода  $C_{j0}$  можно определить, используя известное выражение  $C_{j0} = dQ/dU$ ,

где  $dQ$  — дифференциальное приращение плотности заряда, вызванное достаточно ма-

лым изменением приложенного к р-п-переходу напряжения.

Следовательно, для несимметричных резких р-п-переходов, принимая  $Q = qN_b x_{d0}$  и  $U = \varphi_k$ , выражая величину  $\varphi_k$  (1.18), получим

$$C_{j0} = \frac{d(qN_b x_{d0})}{d(qN_b x_{d0}^2 / 2\epsilon\epsilon_0)} = \left( \frac{qN_b \epsilon\epsilon_0}{2\varphi_k} \right)^{1/2}. \quad (1.22)$$

А для плавного р-п-перехода с линейным распределением примесей

$$C_{j0} = \frac{d(qax_{d0}^2 / 8)}{d(qax_{d0}^2 / 12\epsilon\epsilon_0)} = \left[ \frac{qa(\epsilon\epsilon_0)^2}{12\varphi_k} \right]^{1/3}. \quad (1.23)$$

Следует отметить, что величина барьерной емкости не зависит от токов, протекающих через р-п-переход. Она связана только с токами смещения. При прямых смещениях р-п-перехода она суммируется с диффузионной емкостью и маскируется при больших плотностях прямого тока диффузионной емкостью.

#### 1.4. Р-п-переход при нарушении равновесия

Если приложить к р-п-переходу прямое внешнее напряжение с полярностью "+" на р-область и "-" на п-область, то, как видно из рис.1.4, суммарное электрическое поле, приложенное к ОПЗ р-п-перехода, уменьшится:

$$E_{\Sigma} = E_{dif} - E \langle E_{dif} \rangle.$$

В результате влияния внешнего поля изменятся характеристики р-п-перехода: во-первых, ширина ОПЗ уменьшится до величины  $x_d$ , а следовательно, увеличится барьерная емкость р-п-перехода; во-вторых уменьшится высота потенциального барьера на величину  $qU$ . Уменьшение высоты потенциального барьера приведет к тому, что наиболее высокоэнергетические электроны в п-области перехода и дырки в р-области в силу уменьшения поля, противодействующего диффузии, смогут диффундировать в соседние области, таким образом начнется процесс инжекции (инжекция — введение свободных носителей заряда в область полупроводника, где они являются неосновными, через потенциальный барьер при уменьшении его величины внешним электрическим полем).

Введем понятие коэффициента инжекции  $\gamma$  — это отношение потока носителей из наиболее легированной области р-п-перехода к общему потоку носителей через р-п-переход:

$$\gamma = \frac{J_n / (J_n + J_p) \dots \dots \dots n^+ - p - \text{переход}}{J_p / (J_n + J_p) \dots \dots \dots p^+ - n - \text{переход}}, \quad \text{где}$$

$J_n$  и  $J_p$  — плотности электронного и дырочного тока соответственно.

При подаче на р-п-переход обратного напряжения ("—" на р-область и "+" на п-область) суммарное поле, приложенное к ОПЗ, увеличивается:  $E_{\Sigma} = E_{dif} + E > E_{dif}$  (рис.1.5), что соот-

ответственно приведет: во-первых, к увеличению ширины ОПЗ, а значит, к уменьшению величины  $C_j$ ; во-вторых, к увеличению высоты потенциального барьера.

Если предположить, что ОПЗ бесконечно тонкая (идеализированный случай), и игнорировать все процессы, которые могут в ней происходить, то ток в р-п-переходе будет обусловлен тепловой генерацией носителей в областях, прилегающих к р-п-переходу, и их экстрагированием в соседние области.

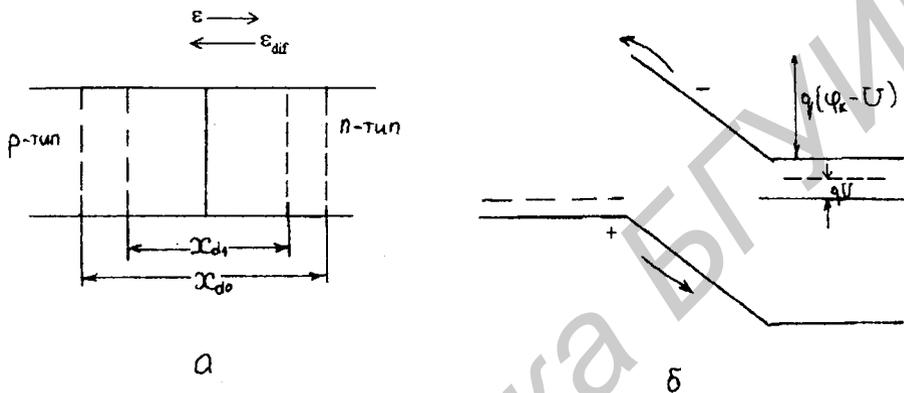


Рис. 1.4. Р-п-переход при подаче прямого смещения:

- а — изменение ширины обедненного слоя;
- б — изменение высоты потенциального барьера

Ток экстракции (ток насыщения, тепловой ток) — выведение неосновных носителей заряда в соседние области р-п-перехода, где они являются основными.

Ширина ОПЗ и величина барьерной емкости р-п-перехода при  $U \neq 0$  изменяются по закону

$$X_d = X_{d0} \left(1 - \frac{U}{\phi_k}\right)^n, \quad C_j(U) = \left(\frac{C_j(0)}{1 - \frac{U}{\phi_k}}\right)^2, \quad (1.24)$$

где  $n = 1/2$  для резкого и  $n = 1/3$  для плавного переходов,  $U$  — напряжение, поданное на р-п-переход с учетом знака.

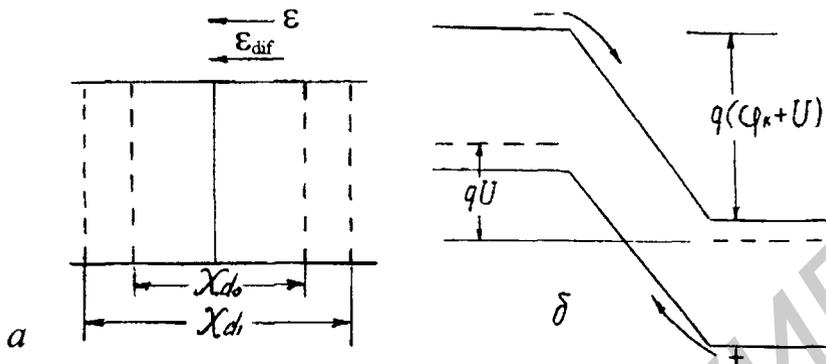


Рис.1.5. P-n-переход при подаче обратного смещения:

а — изменение ширины обедненного слоя; б — изменение высоты потенциального барьера

### 1.5. Граничная концентрация неосновных носителей в базе

Анализ работы активных элементов ИС (диод, биполярный транзистор) показывает, что их характеристики во многом определяются концентрацией и распределением неосновных носителей в базе. Другими словами, необходимо знать выражение для граничной концентрации неосновных носителей в базе и закон ее распределения.

Запишем уравнение полной плотности тока для дырок:

$$J_p = q\mu_p E_p - qD_p \frac{dp}{dx}. \quad (1.25)$$

Учитывая, что  $\epsilon = -d\phi/dx$ , где  $\phi$  — электростатический потенциал вдоль образца, и что  $D = \mu kT/q$ , запишем (1.25)

$$J_p = -q\mu_p E_p \frac{d\phi}{dx} - q\mu_p \frac{kT}{q} \frac{dp}{dx}. \quad (1.26)$$

Будем считать, что ток, плотность которого для дырок равна  $J_p$ , мал так, что справедливо неравенство  $J_p \ll qD_p dp/dx$ .

Если отсчитывать потенциал относительно р-области (р-область "заземлена"), то наличие внешнего смещения в прямом направлении приводит к повышению средней энергии электронов в п-области на величину  $qU$ . Поэтому, как показано на рис. 1.4, б, высота потенциального барьера уменьшится и станет равна  $q(\phi_k - U)$ .

Следовательно, выражение (1.26) можно записать

$$-\frac{q}{kT} \int_0^{(\varphi_k - U)} d\varphi - \int_{p_{p0}}^{p_n(0)} \frac{dp}{p} = 0, \quad (1.27)$$

где  $p_n(0)$  — концентрация дырок в n-области на границе перехода  $x = x_n$ , т.е.  $p_n(0) = p_{np}$ .

Решая это уравнение и зная, что  $\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{p_{p0}}{p_{n0}}\right)$  (см. 1.6), получим

$$p_{np} = p_{n0} \exp \frac{qU}{kT} \quad (1.28)$$

аналогично

$$n_{pp} = n_{p0} \exp \frac{qU}{kT}. \quad (1.29)$$

При выводе выражений (1.28) и (1.29) учитывали, что концентрации основных носителей вне области объемного заряда при условии малости токов практически равны равновесной. Величина напряжения  $U$  на p-n-переходе подставляется в (1.28, 1.29) со знаком "+" при прямом смещении p-n-перехода и "-" при обратном.

### 1.6. Распределение концентрации неосновных носителей в базе

Рассматривая p<sup>+</sup>-n-переход, запишем уравнение непрерывности для дырок :

$$\frac{dp}{dt} = G_p - R_p - \frac{1}{q} \operatorname{div} J_p, \quad (1.30)$$

где  $G_p$  и  $R_p$  — скорости генерации и рекомбинации дырок соответственно.

Распределение концентрации дырок в n-базе находим при следующих допущениях:

1. Рассматривается одномерная модель p-n-перехода.
2. Все внешнее напряжение падает только на ОПЗ.
3. ОПЗ p-n-перехода бесконечно тонкая, а следовательно, в ней не происходит никаких физических процессов.
4. Отсутствует накопление неосновных носителей на омическом контакте базы, т.е.  $p_k = p_{n0}$ .
5. Учитывается только линейная рекомбинация, т.е. скорость рекомбинации прямо пропорциональна избыточной концентрации неосновных носителей:

$$R_p = (p_n(x) - p_{n0}) / \tau_p = \Delta p_n(x) / \tau_p, \quad (1.31)$$

где  $\tau_p$  — время жизни дырок в базе.

6. Учитывается только тепловая генерация носителей в базе, а т.к. она учтена в  $R_p$ , то  $G_p = 0$ .

Напряжение, приложенное к p-n-переходу, включает в себя постоянную и переменную

составляющие:

$$U(x) = U_0 + U \exp(j\omega t). \quad (1.32)$$

В приложении к инжектированным носителям (1.31) можно записать

$$p_n(x) \exp(j\omega t) = p_{n0} + \Delta p_n(x) + p_n \exp(j\omega t). \quad (1.33)$$

Подставляя (1.33) в (1.30) и учитывая принятые допущения, получим

$$p_n(x) j\omega \exp(j\omega t) = D_p \frac{\partial^2 [\Delta p_n(x)]}{dx^2} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{dx^2} \exp(j\omega t) - \frac{\Delta p_n(x)}{\tau_p} - \frac{p_n(x)}{\tau_p} \exp(j\omega t). \quad (1.35)$$

Выражение (1.34) имеет смысл, если алгебраические суммы раздельно взятых входящих в него составляющих, изменяющихся и постоянных во времени, равны нулю. Следовательно,

$$D_p \frac{\partial^2 [\Delta p_n(x)]}{dx^2} - \frac{\Delta p_n(x)}{\tau_p} = 0 \quad \text{или}$$

$$\frac{\partial^2 [\Delta p_n(x)]}{dx^2} = \frac{\Delta p_n(x)}{L_p}, \quad (1.35)$$

где  $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$  – диффузионная длина дырок.

Уравнение (1.35) удобно решать в виде

$$p_n(x) = A_1 \operatorname{ch}(x/L_p) + A_2 \operatorname{sh}(x/L_p). \quad (1.36)$$

Определим постоянные  $A_1$  и  $A_2$ .

В точке  $X = 0$

$$\Delta p_n(0) = p_n(0) - p_{n0} = p_{n0} \exp(qU/kT - 1).$$

И если учесть, что  $\operatorname{ch} \frac{x}{L_p} \Big|_{x=0} = 1$ ,  $\operatorname{sh} \frac{x}{L_p} \Big|_{x=0} = 0$ , то

$$A_1 = p_{n0} (\exp qU / kT - 1) \quad (1.37)$$

В конце п-базы в точке  $X = W_B$   $\Delta p_n(W_B) = 0$ , т.к. по принятому нами предположению  $p_k = p_{n0}$ . Следовательно,

$$0 = p_{n0} (\exp \frac{qU}{kT} - 1) \operatorname{ch} \frac{W_B}{L_p} + A_2 \operatorname{sh} \frac{W_B}{L_p}$$

и

$$A_2 = -p_{n0} (\exp[qU / kT] - 1) \operatorname{cth} \frac{W_B}{L_p} \quad (1.38)$$

Подставляя (1.37) и (1.38) в выражение (1.36), получим

$$\Delta p_n(x) = p_{n0} (\exp \frac{qU}{kT} - 1) (\operatorname{ch} \frac{x}{L_p} - \operatorname{cth} \frac{W_B}{L_p} \operatorname{sh} \frac{x}{L_p}). \quad (1.39)$$

### 1.6.1. Случай "длинной" базы

Условие "длинной" базы для  $p^+$ - $n$ -перехода запишется как  $W_B \gg L_p$ , а для  $n^+$ - $p$ -перехода  $W_B \gg L_n$ , где  $W_B$  — ширина высокоомной области  $p$ - $n$ -перехода;  $L$  — диффузионная длина.

Если  $W_B \gg L_p$ , то  $\text{cth} \frac{W_B}{L_p} \approx 1$ , (1.40)

$$\text{ch} \frac{x}{L_p} = \frac{e^{\frac{x}{L_p}} + e^{-\frac{x}{L_p}}}{2}, \quad \text{sh} \frac{x}{L_p} = \frac{e^{\frac{x}{L_p}} - e^{-\frac{x}{L_p}}}{2}. \quad (1.41)$$

Подставив (1.40) и (1.41) в (1.39), получим

$$\Delta p_n(x) = p_{n0}(\exp \frac{qU}{kT} - 1) \exp(-\frac{x}{L_p})$$

и

$$\Delta p_n(x) = p_{n0} + p_{n0}(\exp \frac{qU}{kT} - 1) \exp(-\frac{x}{L_p}). \quad (1.42)$$

Рассмотрим распределение концентрации неосновных носителей при прямом и обратном смещениях  $p$ - $n$ -перехода (рис. 1.6). Прямое смещение  $U > 0$ :

а)  $x = 0$ ,  $p_n(0) = p_{n0} \exp \frac{qU}{kT} = p_{np}$ ;

б)  $x = \infty$ , (т. к.  $W_B \gg L_p$ ),  $p_n(\infty) = p_{n0}$ .

Обратное смещение  $U < 0$ :

а)  $x = 0$ ,  $p_n(0) = p_{n0} + p_{n0} \left( \frac{1}{\exp \frac{qU}{kT}} - 1 \right) = 0$ ;

б)  $x = \infty$ ,  $p_n(\infty) = p_{n0}$ .

В случае  $p$ -базы по аналогии с (1.42)

$$p_p(x) = p_{p0} + p_{p0}(\exp \frac{qU}{kT} - 1) \exp(-\frac{x}{L_n}). \quad (1.43)$$

### 1.6.2. Случай тонкой базы

Если  $W_B < L_p$  (или  $W_B < L_p$  для  $n^+$ - $p$ ), то

$\text{cth}(W_B/L_p) \approx L_p/W_B$ ,  $\text{ch}(x/L_p) \approx 1$ ,  $\text{sh}(x/L_p) \approx x/L_p$  и выражение 1.39 запишется как

$$\Delta p_n(x) = p_{n0}(\exp \frac{qU}{kT} - 1)(1 - \frac{x}{W_B}) \quad \text{или}$$

$$p_n(x) = p_{n0} + p_{n0} \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \left( 1 - \frac{x}{W_B} \right). \quad (1.44)$$

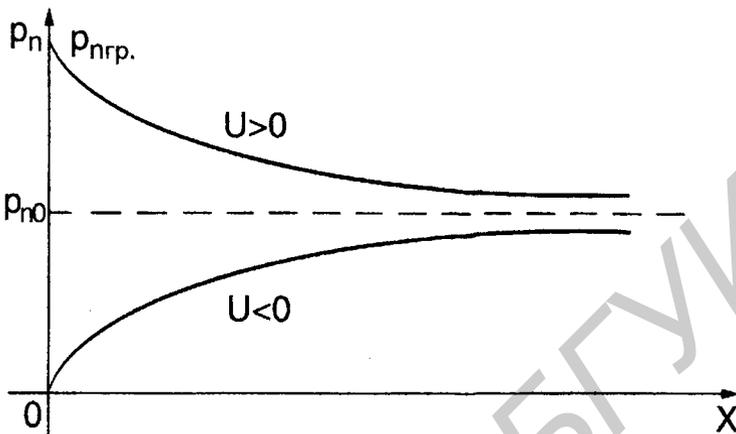


Рис.1.6. Распределение концентрации неосновных носителей в "длинной" базе

При подаче прямого смещения  $U > 0$  при  $x = 0$ :

$$p_n(0) = p_{n0} \exp \left( \frac{qU}{kT} \right) \quad \text{при } x = W_B, p_n(W_B) = p_{n0}.$$

При подаче обратного напряжения  $U < 0$ :

$$x = 0, p_n(0) = 0;$$

$$x = W_B, p_n(W_B) = p_{n0}.$$

Начальные и конечные значения концентраций неосновных носителей в базе в этом случае не отличаются от случая "длинной" базы, но закон их распределения, судя по выражению (1.44), будет линейным (рис. 1.7).

## 1.7. Аналитические выражения для ВАХ р-п-переходов

### 1.7.1. Общее выражение

Считаем, что перенос носителей заряда обусловлен только диффузией:

$$J = J_n + J_p \approx qD_n \text{grad}n - qD_p \text{grad}p; \quad J_p = -qD_p \frac{dp_n(x)}{dx}. \quad (1.45)$$

Подставляя в (1.45) выражение (1.39), для  $J_p$  получим

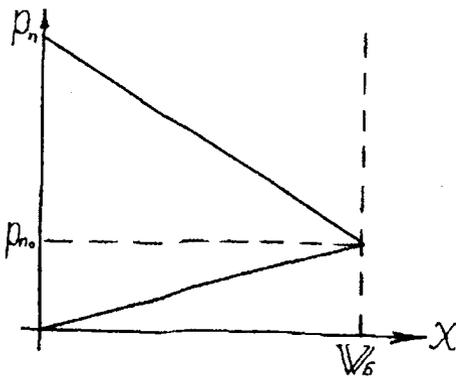


Рис. 1.7. Распределение концентрации неосновных носителей в тонкой базе

$$J_p = -qD_p \frac{p_{n0}}{L_p} \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \left( \operatorname{sh} \frac{x}{L_p} - \operatorname{cth} \left( \frac{W_B}{L_p} \right) \operatorname{ch} \frac{x}{L_p} \right). \quad (1.46)$$

Для сечения  $x = 0$ :

$$J_p = qD_p \frac{p_{n0}}{L_p} \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \operatorname{cth} \frac{W_B}{L_p}. \quad (1.47)$$

И по аналогии (диффузия электронов в эмиттере  $W_3$ )

$$J_n = qD_n \frac{n_{p0}}{L_n} \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \operatorname{cth} \frac{W_3}{L_n}. \quad (1.48)$$

### 1.7.2. Случай "длинной" базы

Если  $W_B \gg L_p$ , то  $\operatorname{cth} W_B/L_p \approx 1$ ; если  $W_3 \gg L_n$ , то  $\operatorname{cth} W_3/L_n \approx 1$ .

А значит,

$$J = J_n + J_p = \left( qn_{p0} \frac{D_n}{L_n} + qp_{n0} \frac{D_p}{L_p} \right) \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right). \quad (1.49)$$

Или, переходя от плотности к току,

$$I = I_s \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right), \quad (1.50)$$

где  $I_s$  (встречаются обозначения  $I_{нас}$ ,  $I_0$ ,  $I_T$ ) — ток насыщения.

Для случая "длинной" базы:

$$I_s = Aq \left( p_{n0} \frac{D_p}{L_p} + n_{p0} \frac{D_n}{L_n} \right), \quad (1.51)$$

где  $A$  — площадь p-n-перехода.

Выражение (1.51) можно записать в различных модификациях, зная, что

$$p_{n0} \approx n_i^2/N_d, \quad n_{p0} \approx n_i^2/N_a, \quad D = \mu kT/q.$$

При прямом смещении  $I_s$  имеет смысл постоянной, зависящей от материала

p-n-перехода. Из (1.50) прямое U на p-n-переходе

$$U_{np}(U^*) = \frac{kT}{q} \ln \frac{I + I_s}{I_s} \approx \frac{kT}{q} \ln \frac{I}{I_s}. \quad (1.52)$$

Для кремниевых p-n-переходов при  $I = 1-10 \text{ mA}$

$$U_{np} \approx 0,7 \text{ В}, \quad \text{т. к. } I_s = 10^{-13} \dots 10^{-14} \text{ А.}$$

### 1.7.3. P-n-переход с тонкой базой

Так как  $W_B \ll L_p$ ,  $W_3 \ll L_n$ , то  $\text{cth } W_B / L_p \approx L_p / W_B$ , а  $\text{cth } W_3 / L_n \approx L_n / W_3$ .

Выражение для плотности тока

$$J = \left( qn_{p0} \frac{D_n}{W_3} + qp_{n0} \frac{D_p}{W_B} \right) \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right), \quad (1.53)$$

т.е. выражение  $I = I_s (\exp \frac{qU}{kT} - 1)$  сохраняется, но  $I_s = Aq \left( \frac{n_{p0} D_n}{W_3} + \frac{p_{n0} D_p}{W_B} \right)$ .

На рис. 1.8 приведены ВАХ p-n-переходов с "длинной" и тонкой базами.

Прямые ветви практически идентичны, но обратная ветвь на рис.1.8, б не имеет насыщения. Это можно объяснить, рассматривая график распределения неосновных носителей в базе при изменении обратного напряжения (рис.1.9).

Для  $U_{обр1}$  ширина ОПЗ —  $x_{d1}$ , а для  $U_{обр2}$  —  $x_{d2}$ , причем  $|U_{обр2}| > |U_{обр1}|$ . Так как угол 2 больше угла 1, то  $\text{grad}(P_{n2}) > \text{grad}(P_{n1})$  и  $J_{P2} > J_{P1}$ .

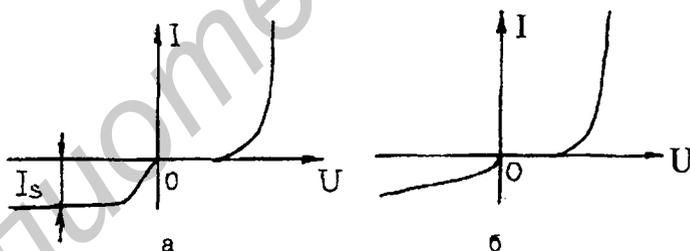


Рис. 1.8. ВАХ p-n-перехода: а — с "длинной" базой ; б — с тонкой базой

### 1.8. Генерация и рекомбинация носителей в ОПЗ p-n-переходов

В отличие от идеальных диодов (1.6) и (1.7) ОПЗ реальных p-n-переходов не могут быть бесконечно тонкими, а следовательно, необходимо учитывать результаты некоторых физических эффектов, которые могут происходить в ОПЗ при подаче на p-n-переход прямого или обратного напряжения.

При обратном смещении p-n-перехода суммарное электрическое поле в ОПЗ увеличи-

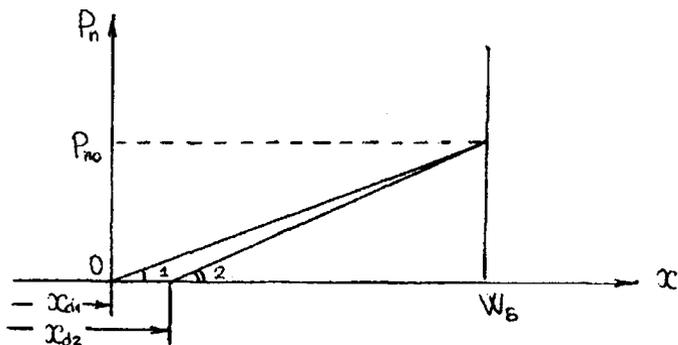


Рис. 1.9. Влияние величины обратного напряжения на распределение концентрации неосновных носителей в тонкой базе

вается и равновесие между процессами генерации и рекомбинации нарушается в пользу генерации носителей заряда. Генерация носителей заряда происходит через ловушки, имеющие энергетические уровни вблизи середины запрещенной зоны. Если тепловое возбуждение приведет к забросу электрона из валентной зоны на уровень ловушки, то дырка, возникшая в валентной зоне, переносится электрическим полем ОПЗ в р-область. Электрон, локализованный на ловушке, вернуться в валентную зону не может, т. к. там нет дырок, с которыми он может рекомбинировать. Поэтому возникает вероятность теплового возбуждения электрона в зону проводимости ОПЗ, откуда он переносится в п-область (рис.1.10).

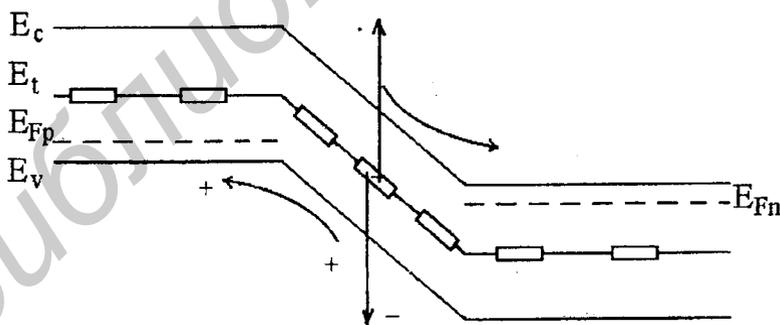


Рис.1.10. Генерация носителей в ОПЗ p-n-перехода

В результате генерации пар носителей заряда образуется обратный ток генерации в ОПЗ p-n-перехода  $I_G$ . Этот ток пропорционален объему ОПЗ ( $A \cdot x_d$ ) и скорости генерации в нем носителей:

$$G = \frac{n_i}{2\tau_0}, \quad (1.54)$$

где  $\tau_0 = 1/N_t\sigma U_{\text{диф}}$  — время жизни, связанное с рекомбинацией избыточных носителей в области, где концентрация центров рекомбинации равна  $N_t(E_t \approx E_i)$ ; а  $\sigma$  — поперечное сечение захвата дырок и электронов (полагаем  $\sigma_n \approx \sigma_p \approx \sigma$ );  $U_{\text{диф}}$  — скорость диффузии:

$$I_G = A x_d q n_i / 2\tau_0. \quad (1.55)$$

На рис. 1.10 и рис. 1.15 видно, что ток генерации совпадает по направлению с током насыщения, следовательно, суммарный ток реального р-п-перехода

$$I_{\text{обр}} = I_s + I_G + I_{\text{ут}}, \quad (1.56)$$

где  $I_{\text{ут}}$  — ток утечки р-п-перехода, величина которого определяется опытным путем, и в дальнейших рассуждениях он не рассматривается.

Предположим, что в р-п-переходе  $I_{\text{сп}} \gg I_{\text{сп}}$  и  $I_s \approx I_{\text{сп}}$ , тогда

$$I_s \approx A q n_i^2 L_p / N_d \tau_p. \quad (1.57)$$

Считая, что  $\tau_0 \approx \tau_p$ , запишем отношение тока генерации к току насыщения

$$\frac{I_G}{I_s} = \frac{x_d N_d}{2L_p n_i}. \quad (1.58)$$

Следовательно:

- с увеличением ширины запрещенной зоны  $E_g$  в обратном токе р-п-перехода преобладает ток генерации (в кремниевых р-п-переходах в отличие от германиевых  $I_G \gg I_s$ );
- если величина  $I_G$  преобладает в обратном токе р-п-перехода, то с возрастанием обратного напряжения обратный ток не имеет насыщения, т.к. при увеличении  $U_{\text{обр}}$  ток генерации в ОПЗ растет так же, как и ширина ОПЗ:

$$I_G = \frac{A q n_i x_d}{2\tau_0} \left(1 - \frac{U}{\phi_k}\right)^n = I_{G0} \left(1 - \frac{U}{\phi_k}\right)^n, \quad (1.59)$$

где  $n = 1/2$  для резкого р-п-перехода и  $n = 1/3$  для перехода с линейным распределением примеси;

- с ростом температуры значительно медленнее возрастает обратный ток р-п-перехода, в котором основной составляющей является ток генерации.

При прямом смещении баланс между процессами генерации и рекомбинации склоняется в сторону рекомбинации.

Если воспользоваться теорией Шокли-Холла-Рида, для простоты взять случай равных поперечных сечений захвата для дырок и электронов и рассмотреть этот случай в ОПЗ при напряжении смещения, то легко показать, что скорость рекомбинации максимальна, когда

$$p = n = n_i \exp \frac{qU}{2kT}$$

и ток рекомбинации может быть выражен как

$$I_R = \frac{Aqn_i x_d}{2\tau_0} \exp \frac{qU}{2kT}. \quad (1.60)$$

Таким образом, в отличие от тока инжекции ток, возникающий в результате рекомбинации в ОПЗ, изменяется с приложением напряжения как  $\exp(qU/2kT)$ . Эта экспоненциальная зависимость может наблюдаться в реальных диодах при малых плотностях тока.

Запишем отношение тока идеального диода  $I_{ин}$  (учитывающего только ток инжекции в результате диффузии) к току рекомбинации  $I_R$

$$\frac{I_{ин}}{I_R} = \frac{2n_i}{x_d} \left( \frac{L_n}{N_a} + \frac{L_p}{N_d} \right) \exp \frac{qU}{2kT}. \quad (1.61)$$

Таким образом, ток рекомбинации в ОПЗ становится менее значительным по отношению к току идеального диода по мере увеличения смещения. Кроме того, чем меньше содержание дефектов, тем больше значение диффузионной длины и тем больше отношение (1.61).

При типичных значениях  $L$ ,  $x_d$  и  $N$  рекомбинационный ток в кремниевых диодах необходимо учитывать для значений  $U \leq 0.35$  В.

Таким образом, в отличие от идеального диода в реальном диоде полный ток, протекающий через p-n-переход, будет равен сумме токов инжекции и рекомбинации  $I_{пр} = I_{ин} + I_R$

### 1.9. Диффузионная емкость

В (1.3) было дано понятие барьерной емкости, которая связана с накоплением заряда в обедненной области. Аналогичным образом изменение накопленного заряда неосновных носителей в областях, прилегающих к ОПЗ, при прямом смещении может быть смоделировано с помощью другой малосигнальной емкости. Эта емкость обычно называется диффузионной емкостью  $C_D$ , т. к. в случае идеального диода неосновные носители двигаются через квазинейтральную область вследствие диффузии. Следовательно,

$$C_D = dQ/dU,$$

где  $Q$  — заряд, накопленный в квазинейтральных областях,

$$Q = Aq \left[ \int_0^{W_B} \Delta p_n(x) dx + \int_{-W_B}^0 \Delta n_p(x) dx \right]. \quad (1.62)$$

Если рассматриваем  $p^+$ -n переход с длинной базой, то  $\Delta p_n \gg \Delta n_p$  и  $W_B \gg L_p$  и накопленный заряд в базе  $Q_B$

$$Q_B = Aq \int_0^{\infty} \Delta p_n(x) dx. \quad (1.63)$$

Подставляя в (1.63) значение  $\Delta p_n(x)$  из (1.42), получим

$$Q_B = Aq p_{n0} L_p \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right);$$

$$C_D = \frac{dQ_B}{dU} = \frac{q}{kT} A L_p q p_{n0} \exp \frac{qU}{kT}. \quad (1.64)$$

Умножим и поделим правую часть выражения (1.64) на  $\tau_p$ :

$$C_D = \frac{q}{kT} \tau_p \frac{Aq p_{n0} L_p}{\tau_p} \exp \frac{qU}{kT}. \quad (1.65)$$

Полагая, что для  $p^+$ - $n$  перехода  $I \approx I_p = I_{sp} \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right)$  и что  $I \gg I_{sp}$ , получим выражение для диффузионной емкости диода с "длинной" базой:

$$C_D = \frac{q}{kT} I \tau_p. \quad (1.66)$$

Видно, что емкость пропорциональна величине тока и времени жизни неосновных носителей в базе.

Значение диффузионной емкости диода с тонкой базой получим, анализируя распределение концентрации неосновных носителей в  $n$ -базе (рис.1.11).

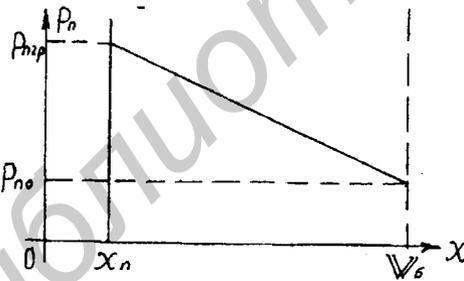


Рис. 1.11.

Распределение концентрации неосновных носителей в тонкой  $n$ -базе при прямом смещении  $p^+$ - $n$ -перехода

Как и для предыдущего случая, полагаем, что  $\Delta p_n(x) \gg \Delta p_p(x)$ , и тогда (1.57)

$$Q_B = Q_{B0} A, \quad (1.67)$$

где  $Q_{B0} = q \Delta p_p(x) W_B/2$  — удельный заряд носителей, накопленных в базе.

Так как полагаем, что ток чисто диффузионный и  $I \approx I_p$ , то

$$I = -qD_p \frac{dp}{dx} = -qD_p \frac{\Delta p_p(x)}{W_B}. \quad (1.68)$$

Выражая из (1.68)  $\Delta p_n(x)$  и подставляя его значение в (1.67), получим

$$Q_b = \frac{IW_b^2}{2D_p}. \quad (1.69)$$

Зная, что  $I = I_s(\exp \frac{qU}{kT} - 1)$ , для  $C_D$  получим

$$C_D = \frac{dQ_b}{dU} = \frac{q}{kT} I \frac{W_b^2}{2D_p} = \frac{q}{kT} I t_{np}, \quad (1.70)$$

где  $t_{np} = W_b^2/2D_p$  — время пролета неосновных носителей через базу при отсутствии в нем электрического поля (или среднее время диффузии).

### 1.10. Высокий уровень инжекции

Аналитические выражения для ВАХ р-перехода в (1.49) и (1.53) выводились исходя из условия малых плотностей токов, протекающих через р-п-переход (малый уровень инжекции).

Уровни инжекции разделяют на три вида исходя из соотношения величин концентрации неосновных носителей, инжектированных в базу, и равновесной концентрации основных носителей в базе.

Для р<sup>+</sup>-п-переходов:  $\Delta p_n \ll n_{n0}$  — малый уровень инжекции,  $p_{np} - p_{n0} = \Delta p_n \approx n_{n0}$  — средний и  $p_{np} - p_{n0} = \Delta p_n \gg n_{n0}$  — высокий уровень инжекции.

Процессы, происходящие в р-п-переходах при больших плотностях тока, во многом определяют их работу и существенно видоизменяют аналитические выражения для ВАХ р-п-переходов. Подробнее рассмотрим те эффекты, которые учитываются при выводе аналитического выражения для ВАХ р-п-перехода, работающего при высоком уровне инжекции.

Во-первых, появляется электрическое поле в базе, направление которого способствует быстрейшему переходу неосновных носителей через базу. Появление поля вызвано следующим: в п-базу поступает такое количество неосновных носителей  $\Delta p_n$ , которое нарушает квазинейтральность области; для ее обеспечения из вывода базы в базовую область поступает такое же количество основных носителей  $\Delta p_n \approx \Delta p_n$ . Образуется электрическое поле, направленное от ОПЗ в глубь базы. Покажем, что наличие электрического поля в базе такого направления приводит к удвоению коэффициента диффузии неосновных носителей в базе.

Так как мы анализируем р<sup>+</sup>-п-переход, то можно полагать, что плотность электронного тока близка к нулю:

$$j_n = q n_n \mu_n E + q D_n \text{grad } n \approx 0. \quad (1.71)$$

Из (1.71) 
$$E = -\frac{D_n}{\mu_n} \frac{1}{n_n} \text{grad} n.$$

Так как  $D_n/\mu_n = kT/q = D_p/\mu_p$  и полагая, что  $\text{grad} n = \text{grad} p$ , получаем

$$E = -\frac{D_p}{\mu_p} \frac{1}{n_n} \text{grad} p. \quad (1.72)$$

Плотность дырочного тока с учетом (1.72) запишем как

$$j_p = -qD_p \left(1 + \frac{p_n}{n_n}\right) \text{grad} p. \quad (1.73)$$

Из условия электронейтральности заключаем, что  $\Delta p_n \approx \Delta n_n$ ,

но  $\Delta p_n = p_n - p_{n0}$ ,  $\Delta n_n = n_n - n_{n0}$ .

Полагая, что величина концентрации  $p_{n0}$  очень мала по сравнению с другими величинами концентрации, в выражении (1.73) имеем  $n_n = p_n - n_{n0}$ . Подставляя выражение для  $n_n$  в (1.73), получим

$$j_p = -qD_p \left(1 + \frac{p_n}{n + n_{n0}}\right) \text{grad} p. \quad (1.74)$$

При малом уровне инжекции  $\Delta p_n \approx p_n \ll n_{n0}$ , учитывая это в выражении (1.74), получаем известное выражение для плотности диффузионного тока:

$$j_p = -q D_p \text{grad} p.$$

При высоком уровне инжекции  $p_n \gg n_{n0}$  и выражение (1.74) запишется как

$$j_p = q 2D_p \text{grad} p. \quad (1.75)$$

Следовательно, коэффициент диффузии неосновных носителей в базе, как результат воздействия электрического поля, удваивается.

Во-вторых, при высоком уровне инжекции мы не можем считать, что все напряжение, приложенное к нему, падает на ОПЗ р-п-перехода. Действительно, при малых плотностях тока можно было пренебречь падением напряжения на омических сопротивлениях эмиттерной и базовой областей, т.е. величина  $U_{iЭ} + U_{iБ} \approx I r_B$  мала.

Кроме того, дифференциальное сопротивление р-п-перехода  $r_j = dU/dI$  велико, так как

$$I = I_s \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right):$$

$$\frac{1}{r_j} = \frac{dI}{dU} = \frac{qI}{kT}.$$

Следовательно, величина дифференциального сопротивления р-п-перехода

$$r_j = \frac{kT}{qI} \quad (1.76)$$

обратно пропорциональна величине тока, протекавшего через р-п-переход. При высоких плотностях тока величина  $\eta_j$  уменьшается, а  $U_{\text{Б}}$  увеличивается. Поэтому напряжение, приложенное к р-п-переходу, состоит из суммы двух напряжений: напряжения, падающего на ОПЗ р-перехода,  $U_j$  и напряжения, падающего на сопротивление базы  $U_{\text{Б}}$ .

Следовательно, если по аналогии с (1.53) для р-п-перехода с тонкой базой плотность тока запишем как

$$j \approx j_p = \frac{q2D_p P_{n0}}{W_B} \exp \frac{qU_j}{kT}, \quad (1.77)$$

то это выражение еще не характеризует вольт-амперную характеристику р-п-перехода, т.к. напряжение на ОПЗ остается неизвестным. Поэтому найдем падение напряжения на сопротивлении базы:

$$U_{\text{Б}} = - \int_{w_B}^0 E dx = \frac{kT}{q} \int_{w_B}^0 \frac{1}{n_p} \frac{dn_p}{dx} dx. \quad (1.78)$$

Проинтегрировав (1.78), получим

$$U_{\text{Б}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_p(0)}{n_{p0}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{P_{n0} \exp(qU_j / kT)}{n_{p0}}$$

или

$$U_{\text{Б}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{P_{n0}}{n_{p0}} + U_j, \quad (1.79)$$

отсюда

$$U_j = \frac{1}{2} U - \frac{1}{2} \frac{kT}{q} \ln \frac{P_{n0}}{n_{p0}}. \quad (1.80)$$

Подставив (1.80) в (1.77), получим выражение для вольт-амперной характеристики р-п-перехода с тонкой базой, работающего при высоких плотностях тока:

$$j = j_p = \frac{q2D_p n_i}{W_B} \exp \frac{qU}{2kT}. \quad (1.81)$$

Следует обратить внимание на то, что показатель экспоненты в данном случае равен  $qU/2kT$ , а не  $qU/kT$ . Появление множителя  $1/2$  предполагает, что  $U_j = U_{\text{Б}} = U/2$ .

Ток р-п-перехода оказался не зависящим от равновесной концентрации неосновных носителей, а следовательно, и от концентрации примесей, он определяется собственной концентрацией  $n_i$ . Это связано с тем, что при больших плотностях тока концентрация как неосновных, так и основных носителей определяется числом инжектированных носителей и не зависит от содержания примесей в полупроводнике.

Для р-п-перехода с "длинной" базой аналитическое выражение вольт-амперной харак-

теристики при высоком уровне инжекции

$$j = j_s \left[ \exp \frac{q(U - I r_E)}{kT} - 1 \right], \quad (1.82)$$

где выражение для плотности тока насыщения  $j_s$  такое же, как и в (1.49).

В инженерных расчетах трудно учесть такой эффект высокого уровня инжекции, как изменение времени жизни носителей заряда. Это происходит из-за изменений в процессе рекомбинации: возможно заполнение уровней ловушек, изменение концентрации как основных, так и неосновных носителей, изменение путей рекомбинации (например, возникновение рекомбинации через такие ловушки, через которые при малых плотностях тока она не происходит). Все это приводит к тому, что при больших плотностях тока время жизни носителей, зависящее от множества факторов, может и расти, и уменьшаться.

### 1.11. Пробой p-n-перехода (диода)

При высоких напряжениях изолирующие слои двуокиси кремния, материалы корпуса или другие материалы могут разрушаться или может резко возрастать ток через p-n-переход. Второй случай — пробой p-n-перехода, который определяется как резкое увеличение дифференциальной проводимости p-n-перехода при достижении обратного напряжения заданной критической величины.

Пробой барьера p-n-перехода, как правило, не носит необратимого характера (если при этом величину тока в момент пробоя ограничивать внешним сопротивлением).

При сильных электрических полях в полупроводнике может действовать один из двух электронных механизмов пробоя.

#### 1.11.1. Лавинный пробой

При этом механизме пробоя свободные носители между отдельными столкновениями в ОПЗ p-n-перехода приобретают в электрическом поле энергию, достаточную для разрыва ковалентных связей при ударах. В этом процессе каждый носитель, взаимодействующий таким образом с решеткой, генерирует два дополнительных носителя. Когда максимальное электрическое поле достаточно велико для срабатывания лавинного механизма, все три носителя могут участвовать в последующих лавинных столкновениях, вызывая быстрое умножение количества носителей в области пространственного заряда.

Если считать, что все три носителя имеют одинаковую массу, то из законов сохранения энергии и количества движения следует, что для разрыва связи исходный носитель должен иметь кинетическую энергию не менее  $3/2 E_g$ .

Согласно (1.11) максимальная напряженность поля в резком p-n-переходе

$$|E_{\max}| = \frac{qN\alpha_p}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{qN\alpha_n}{\epsilon\epsilon_0}$$

Подставляя (1.1) и  $x_n + x_p = x_d$  в (1.1) и считая  $p^+$ -переход резко несимметричным ( $N_d \gg N_a$ ), получим

$$|E_{\max}| = \frac{qN_s x_d}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (1.83)$$

где  $N_E$  — концентрация дырок в  $p$ -области.

Учитывая (1.24) и полагая, что  $\phi_k \ll U$  (это всегда справедливо в случае лавинного пробоя), получим

$$|E_{\max}| = \frac{2qN_s U}{\epsilon\epsilon_0}. \quad (1.84)$$

Если пробой происходит при каком-то критическом поле  $\epsilon_{кр}$ , то из (1.84) величину напряжения пробоя  $U_{пр}$  можно записать

$$U_{пр} = \frac{\epsilon\epsilon_0 E_{кр}^2}{2qN_s}. \quad (1.85)$$

В рассматриваемом случае большинство носителей заряда, проникающих в обедненную область при умеренных обратных напряжениях, это электроны из области  $p$ -типа. Небольшим количеством дырок, попадающих из области  $n$ -типа, можно пренебречь. У краев области пространственного заряда электрическое поле мало, и здесь практически нет носителей заряда, способных до ближайшего столкновения с решеткой набрать в поле кинетическую энергию, достаточную для генерации электронно-дырочной пары. Следовательно, лавинный механизм ограничен той частью области пространственного заряда, где напряженность поля равна критической (рис. 1.12, а).

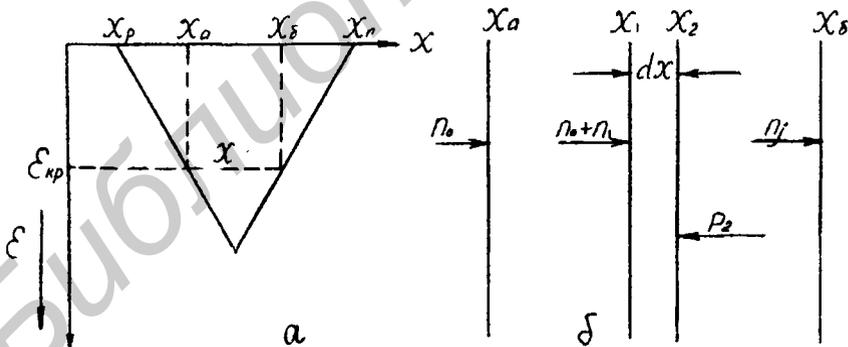


Рис. 1.12. Лавинное умножение в ОПЗ резко  $p^+$ -перехода :

- а — участок  $x$  электрического поля ОПЗ, в котором происходит ионизация носителей;  
 б — процесс генерации носителей в промежутке  $dx$

Пусть концентрация электронов, попадающих на участок  $x$  слева, в точке  $x_0$  равна  $n_0$ . Лавинное умножение увеличивает эту концентрацию в точке  $x_1$  объема  $A \cdot dx$  до величины  $n_0 + n_1$ . Дополнительная концентрация электронов (следовательно, и дырок), создаваемая на участке  $dx$  электронами, приходящими слева, равна

$$dn' = dp = \alpha_n n dx = \alpha_n (n_0 + n_1) dx, \quad (1.86)$$

где  $\alpha_n$  — коэффициент ионизации для электронов, зависящий от величины поля.

Дырки  $p_2$ , генерируемые на интервале от  $x_2$  до  $x_6$ , также будут испытывать на участке  $dx$  лавинное умножение, создавая дополнительное приращение концентрации дырок и электронов:

$$dn'' = dp = \alpha_p p_2 dx, \quad (1.87)$$

где  $\alpha_p$  — коэффициент ионизации для дырок.

Полное приращение концентрации электронов в пределах отрезка  $dx$  равно

$$dn = \alpha_n (n_0 + n_1) dx + \alpha_p p_2 dx. \quad (1.88)$$

Если обозначить через  $n_j$  концентрацию электронов, достигающих точки  $x_2$ , то

$$n_j = n_0 + n_1 + n_2, \quad (1.89)$$

где  $n_2$  — концентрация электронов, появившихся в интервале от  $x_2$  до  $x_6$ ;  $n_2 = p_2$ , так как электроны и дырки образуются парами, поэтому можно записать:

$$\frac{dn}{dx} = (\alpha_n - \alpha_p)(n_0 + n_1) + \alpha_n n_j. \quad (1.90)$$

Приняв, что  $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$ , и проинтегрировав выражение (1.90) с граничными условиями  $n(x_1) = n_0$  и  $n(x_2) = n_j$ , получаем

$$n_j - n_0 = n_j \int_{x_0}^{x_2} \alpha dx. \quad (1.91)$$

Обозначим через коэффициент лавинного умножения  $M$  отношение концентраций электронов, выходящих из области пространственного заряда,  $n_j$ , и электронов, входящих в эту область,  $n_0$ :

$$M = \frac{n_j}{n_0} = \left(1 - \int_{x_1}^{x_2} \alpha dx\right)^{-1}. \quad (1.92)$$

Когда интеграл в формуле (1.92) приближается к единице, коэффициент умножения неограниченно возрастает. Таким образом, режим лавинного умножения определяется условием

$$\int_{x_1}^{x_2} \alpha dx = 1. \quad (1.93)$$

Расчет  $M$  по формуле (1.92) представляет собой достаточно сложную задачу, поэтому для описания коэффициента умножения часто используют эмпирическую аппроксимацию вида

$$M = \left[ 1 - \left( \frac{U}{U_{np}} \right)^n \right]^{-1}, \quad (2 < n < 6), \quad (1.94)$$

где  $U$  — обратное напряжение;  $U_{np}$  — пробивное напряжение.

Для инженерных расчетов можно воспользоваться эмпирическими выражениями для величин пробивного напряжения:

для резкого р-п-перехода

$$U_{np} = 60 \left( \frac{E_g}{1,1} \right)^{1,3} \left( \frac{N_B}{10^{16}} \right)^{-0,75}, \quad (1.95)$$

где  $N_B \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,

и для плавного р-п-перехода с линейным распределением примеси

$$U_{np} = 60 \left( \frac{E_g}{1,1} \right)^{1,2} \left( \frac{a}{3 \cdot 10^{20}} \right)^{-0,4}, \quad (1.96)$$

где  $a$  — градиент концентрации.

### 1.11.2. Туннельный пробой

В ОПЗ р-п-перехода напряженность поля может стать настолько большой, что развиваемая им сила будет достаточна для высвобождения электрона из ковалентной межатомной связи. С точки зрения зонных диаграмм при таком механизме пробоя электрон совершает переход из валентной зоны в зону проводимости без взаимодействия с какими-либо другими частицами. Этот вид пробоя включает в себя туннелирование электронов через энергетические барьеры, т.к. с увеличением примесной концентрации ширина обедненной области уменьшается. При больших примесных концентрациях в полупроводнике ширина ОПЗ, соответствующая некоторому обратному напряжению, уменьшается и наклон энергетических зон в обедненной области становится все более крутым. Вследствие волновой природы электрона существует некоторая конечная вероятность того, что электрон из валентной зоны полупроводника р-типа, приблизившийся к запрещенной зоне, сможет туннелировать через нее и с той же самой энергией появится в зоне проводимости полупроводника п-типа.

По аналогии с пробивным напряжением лавинного пробоя для величины напряжения туннельного пробоя можно записать

$$U_{np} = \frac{\epsilon \epsilon_0 E_{np}^2}{2q} \left( \frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) - \varphi_k. \quad (1.97)$$

В отличие от лавинного пробоя в случае туннельного пробоя концентрация в обеих областях р-п-перехода достаточно велика и нельзя пренебречь ни одной из них; кроме того, нужно учитывать и величину  $\varphi_k$ , т.к.

$$U_{пр.тун.} < U_{пр.лав.}$$

Туннельный ток равен произведению площади перехода, заряда электрона, количества электронов в валентной зоне р-области перехода, ежесекундно поступающих к барьеру и имеющих по ту сторону барьера валентные состояния, и вероятности туннелирования каждого такого электрона через этот барьер. Через переход площадью  $10^{-5} \text{ см}^2$  может протекать ток 10 мА. Концентрация электронов в валентной зоне с энергиями, которым соответствуют незаполненные разрешенные состояния в зоне проводимости по другую сторону барьера, соизмерима с концентрацией атомов в веществе  $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Предположим, что электроны движутся с тепловой скоростью около  $10^7 \text{ м/с}$ , так что ежесекундно в барьер "ударяется"  $10^{29}$  электрон/см<sup>2</sup>. Вероятность туннелирования, соответствующая рассматриваемому току, равна примерно  $10^{-7}$ . Приняв это значение и зная, что  $E_g \approx 1 \text{ эВ}$ , находим, что соответствующая длина туннелирования и поле должны составлять примерно 4 нм и  $10^6 \text{ В/см}$ . Таким образом, для режима туннельного пробоя барьер на пути электронов должен иметь ширину менее 4 нм, а  $E_{тун} \geq 10^6 \text{ В/см}$ .

Проведем сравнительный анализ характеристик лавинного и туннельного пробоев.

Приборы с туннельным пробоем обычно имеют более низкие пробивные напряжения, чем приборы с лавинным пробоем. В кремнии чистый туннельный пробой обычно имеет место для диодов с  $U_{пр} < 5 \text{ В}$ . При пробивных напряжениях от 5 до 6 В в приборах могут одновременно действовать как лавинный, так и туннельный механизмы пробоя. При напряжениях свыше 6 В превалирует лавинный механизм пробоя.

Так как туннельный механизм пробоя действует в приборах, имеющих малую ширину (до 4 нм) барьера, а напряженность поля  $\epsilon = U/x_d$ , то напряженность полей при туннельном механизме пробоя выше, чем при лавинном (рис. 1.13).

Следует остановиться на таком параметре пробоя, как температурный коэффициент напряжения пробоя  $TKU_{пр}$ . Этот параметр, во-первых, является одним из основных для стабилитронов (приборов, использующих один из механизмов пробоя); во-вторых, знак  $TKU_{пр}$  позволяет определить для каждого случая конкретный механизм пробоя. Относительно слабые температурные зависимости пробивных напряжений рассмотренных механизмов имеют

противоположные знаки.

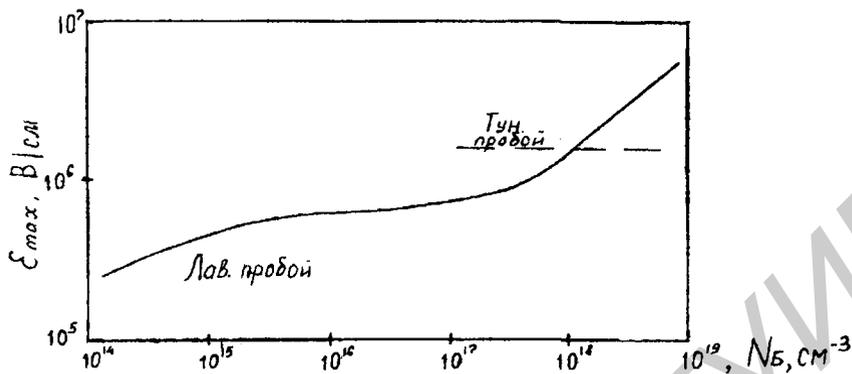


Рис. 1.13. Зависимость критических электрических полей лавинного и туннельного пробоев в кремнии от концентрации примеси

При лавинном пробое с ростом температуры пробивное напряжение переходов увеличивается, так как уменьшается длина свободного пробега электронов с высокой энергией. Плотность столкновений с последующей ионизацией пропорциональна концентрации  $n^*$  возбужденных электронов, обладающих энергией достаточной для генерации электронно-дырочных пар, а для определения  $n^*$  используется выражение

$$n^* = n \exp(-d/L), \quad (1.98)$$

где  $L$  — средняя длина свободного пробега.

Длину  $d$  можно определить

$$d = E_1 / q E, \quad (1.99)$$

где  $E_1$  — минимальная энергия, необходимая для соударения с ионизацией;

$E$  — среднее электрическое поле, ускоряющее электрон.

Таким образом,  $\text{TKU}_{\text{пр}}$  при лавинном механизме положительный.

При туннельном пробое влияние температуры на напряжение  $U_{\text{пр}}$  прямо противоположно. С повышением температуры увеличивается энергия носителей заряда, растет и вероятность туннельного перехода. Кроме того, при увеличении температуры уменьшается ширина запрещенной зоны  $E_g$ , а следовательно, уменьшается ширина барьера  $\delta$  (рис.1.14). Поэтому увеличивается вероятность туннелирования, величина напряжения пробоя уменьшается, а значит,  $\text{TKU}_{\text{пр}}$  при туннельном механизме отрицательный.

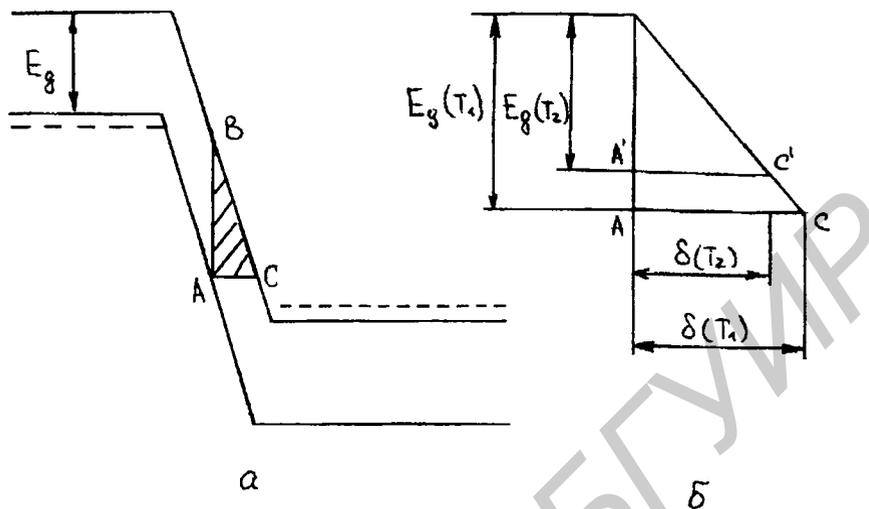


Рис.1.14. Схематическое представление влияния температуры на механизм туннельного пробоя:

- а – зонная диаграмма обратносмещенного перехода с высокими примесными концентрациями с обеих сторон;
- б – схематическое представление уменьшения ширины барьера  $\delta$  при увеличении температуры от  $T_1$  до  $T_2$ .

### 1.12. Переходные процессы в р-п-переходе

При резком изменении тока через р-п-переход (или напряжения, подаваемого на р-п-переход) напряжение на нем (или ток, протекающий через него) устанавливается в течение определенного времени. Такой переходный процесс обусловлен инерционностью явлений в р-п-переходе при переключении, которые в основном обусловлены:

- накоплением и рассасыванием неосновных носителей в базе;
- перезарядкой барьерной емкости;
- изменением заряда поверхностных состояний.

Степень влияния двух первых эффектов на вид переходных характеристик определяется величиной плотностей токов (уровнем инжекции), протекающих через р-п-переход. Третий эффект зависит от состояния поверхности, что в основном определяется технологией изготовления диода. Этот эффект трудно учесть при расчетах переходных процессов, и в дальнейших рассуждениях на нем останавливаться не будем. При высоком уровне инжекции

основную роль в переходных процессах играет процесс накопления и рассасывания неосновных носителей в базе диода.

Выражения для накопленного заряда, а также для времен накопления и рассасывания заряда подробно рассмотрены в разделе 1.9, и в настоящем разделе на них подробно останавливаться не будем. Вид переходных характеристик, описывающих процессы включения и переключения диода с прямого смещения на обратное, во многом будет определяться режимом работы источника входного сигнала (режим генератора тока или генератора напряжения).

Рассмотрим процесс переключения  $p^+$ - $n$  диода с толстой базой, работающего при высоком уровне инжекции, при подаче на него идеальных прямого и обратного импульсов напряжения (генератор напряжения) (рис.1.15).

При подаче на диод прямого напряжения ток через диод устанавливается не сразу (см. рис.1.15), так как с течением времени происходит накопление в базе инжектированных через  $p$ - $n$ -переход неосновных носителей. В первый момент величина тока будет определяться в основном количеством примеси в базе, т.е. технологией изготовления диода. Дальнейший рост тока связан с модуляцией сопротивления базы: процессами накопления неосновных носителей в базе и основных, поступающих из вывода базы для обеспечения ее электронейтральности. Сопротивление базы падает, ток через диод растет. В момент времени  $t_2$  процесс стабилизируется. В установившемся состоянии ток дырок, инжектированных в базу, равен току дырок, рекомбинирующих в базе. Поэтому стационарное значение заряда дырок в базе

$$Q_B \approx Q_p = I_p \tau_p \approx I \tau_p. \quad (1.100)$$

В первый момент после переключения диода с прямого напряжения на обратное наблюдается большой обратный ток, т.к. для неосновных носителей, накопленных в базе, суммарное электрическое поле в ОПЗ является ускоряющим и величина обратного тока ограничивается только внешним сопротивлением  $I^- = U^- / R$  (рис.1.15, в, д).

После переключения диода на обратное напряжение начинается процесс рассасывания неосновных носителей, в свое время накопленных в базе. Из-за ограничения обратного тока концентрация дырок в базе не может мгновенно уменьшиться до равновесного значения. До тех пор пока концентрация дырок в базе около  $p$ - $n$ -перехода превышает равновесное значение (рис.1.15, г, время  $t_4$ ), на ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода сохраняется прямое падение напряжения (рис.1.15, б). С момента времени  $t_4$  напряжение на ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода меняет знак, сопротивление перехода резко возрастает, а ток через диод начинает уменьшаться (рис.1.15, в, г, промежуток времени  $t_4 \dots t_5$ ).

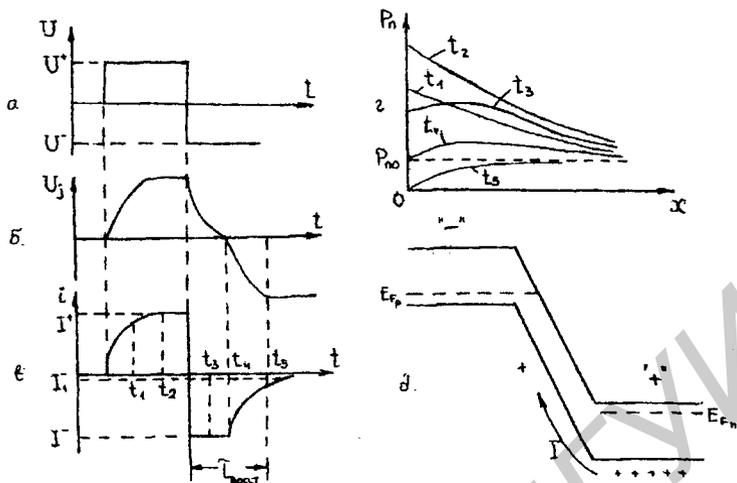


Рис.1.15. Характеристики переходных процессов диода, работающего при высоком уровне инжекции, в режиме генератора напряжения:

а – напряжение на диоде; б – напряжение на ОПЗ р-п-перехода; в – ток, протекающий через р-п-переход; г – зависимость концентрации дырок в базе от координаты для различных моментов времени; д – энергетическая зонная диаграмма, поясняющая протекание максимального обратного тока  $I^-$  в первый момент после переключения

Таким образом, весь переходный процесс переключения диода делится на две фазы: начальную, в течение которой  $p_{np} > p_{n0}$ ,  $U_j > 0$ , ток диода ограничен внешней цепью и остается постоянным, и заключительную, в течение которой обратный ток падает практически до нуля (точнее, до установившегося значения обратного тока). Первую фазу  $t_n$  называют фазой высокой обратной проводимости, вторую  $t_c$  — фазой спада обратного тока.

Длительность первой фазы прямо пропорциональна времени жизни дырок в базе и зависит от соотношения прямого  $I^+$  и обратного  $I^-$  токов через диод. С ростом  $I^+$  заряд накопленных в базе дырок растет, что при неизменном токе  $I^-$  приводит к увеличению времени  $t_n$ . При неизменном токе  $I^+$  время рассасывания тем меньше, чем больше обратный ток. Длительность времени  $t_n$  можно определить из следующего уравнения:

$$\operatorname{erf}(t_n / \tau_p)^{1/2} = I^+ / (I^+ + I^-). \quad (1.101)$$

При  $I^+ = I^-$   $t_n = 0.235\tau_p$ , или  $\tau_p = 4.16t_n$ .

Длительность фазы спада обратного тока  $t_c$  зависит также от барьерной емкости р-п-перехода ( $C_{бар}$ ) и сопротивления цепи  $R$ .

Сумма времени  $t_n + t_c = \tau_{восст}$  определяет один из основных параметров импульсных диодов — время восстановления обратного сопротивления (обратного тока) диода.

Рассмотрим переходные процессы при прохождении через диод прямого импульса тока большой амплитуды (рис.1.16).

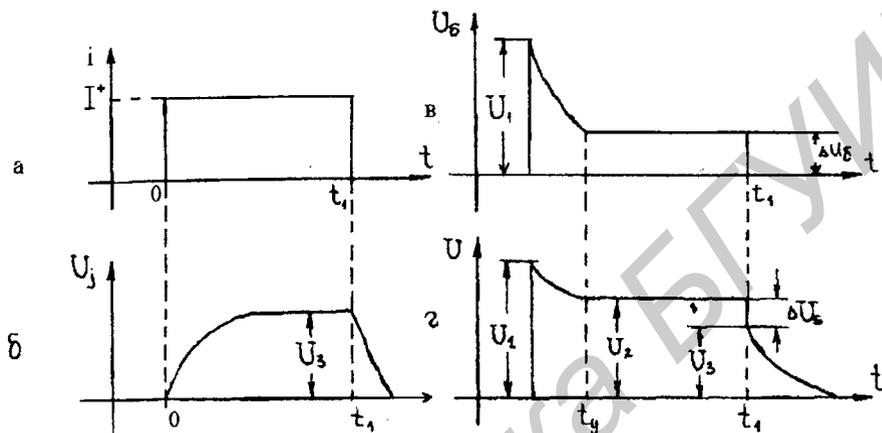


Рис.1.16. Характеристики переходных процессов диода, работающего при высоком уровне инжекции в режиме генератора тока:

а — импульс прямого тока; б — напряжение на ОПЗ р-п-перехода;

в — напряжение на базе р-п-перехода; г — напряжение на диоде р-п-перехода

В первый момент после подачи импульса прямого тока напряжение на диоде будет равно падению напряжения на сопротивлении базы  $U_1$  и может быть достаточно велико. По мере накопления избыточного заряда неосновных носителей в базе и заряда основных, нейтрализующего избыточный, сопротивление  $r_b$  и падение напряжения на нем снижаются, достигая установившегося значения, которое складывается из контактной разности потенциалов и падения напряжения на модулированном сопротивлении базы  $U_2 = U_3 + \Delta U_b$  (рис.1.16, б-г). Промежуток времени с момента подачи на диод импульса прямого тока до момента, когда напряжение на нем станет равным 1,1 от величины статического падения напряжения, называется временем установления прямого напряжения на диоде  $\tau_{уст}$  и является одним из параметров импульсных диодов.

При выключении импульса тока в момент времени  $t_1$  напряжение на сопротивлении базы пропадает и на такую же величину уменьшается напряжение на диоде (рис.1.16, в, г). Практически линейное уменьшение послейинжекционного напряжения при  $t > t_1$  от значения

$U_3$  до нуля определяется процессами рекомбинации дырок в базе и разрядом барьерной емкости р-п-перехода. Учитывая, что избыточная граничная концентрация дырок за счет рекомбинации уменьшается как  $\Delta p_n(t) = \Delta p_0 \exp(-t/\tau_p)$ , можно найти, что послеинжекционное напряжение меняется по закону

$$U(t) = \left(\frac{kT}{q}\right) \ln\left[\frac{\Delta p_n(t)}{p_{n0}}\right] \approx U_3 - \frac{kT}{q} \cdot \frac{t}{\tau_p}, \quad (1.102)$$

где время  $t$  отсчитывается от момента  $t_1$ .

Длительность линейного спада послеинжекционного напряжения может быть много больше  $\tau_p$ . Например, при  $U_3 \approx 0.5$  В длительность спада  $\Delta t \approx 20\tau_p$ .

При переключении диода, работающего при малом уровне инжекции, диаграммы токов и напряжений переходных процессов определяются процессами перезарядки барьерной емкости р-п-перехода  $C_j$  согласно малосигнальной эквивалентной схеме диода (рис. 1.17).

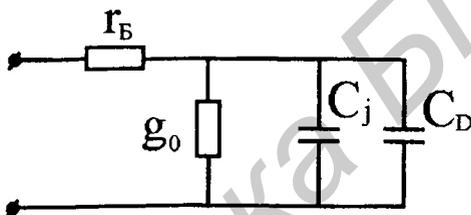


Рис. 1.17. Малосигнальная эквивалентная схема диода

Проводимость идеального диода равна

$$g_0 = \frac{dI}{dU} = \frac{q}{kT} I_s \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) = \frac{q}{kT} (I + I_s) = \frac{qI}{kT}, \quad (1.103)$$

$C_j$  – барьерная емкость диода;  $C_D$  – диффузионная емкость диода;

$r_B$  – сопротивление базы.

### 1.13. Зависимость параметров и характеристик р-п-перехода от температуры

Рассмотрим обратный ток насыщения р-п-перехода с тонкой базой:

$$I_s = Aq \left( \frac{D_p p_{n0}}{W_b} + \frac{D_n n_{p0}}{W_3} \right) = Aq n_i^2 \left( \frac{D_p}{W_b N_d} + \frac{D_n}{W_3 N_a} \right). \quad (1.104)$$

От температуры зависят коэффициенты диффузии  $D_n$  и  $D_p$ , концентрации легирующих примесей  $N_d(n_{n0})$ ,  $N_a(p_{p0})$  и собственная концентрация носителей заряда, которая экспоненциально зависит от температуры. Квадрат этой концентрации

$$n_i^2(T) = BT^2 \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (1.105)$$

где  $B = 1,5 \cdot 10^{33} \text{ K}^{-3} \text{ см}^{-6}$  для кремния.

Из всех электрофизических параметров, входящих в формулу (1.104), наиболее сильную зависимость от температуры имеет собственная концентрация носителей заряда  $n_i$ . Зависимость  $n_i(T)$  в основном определяется наличием  $T$  в показателе экспоненты. Поэтому с большой степенью точности можно представить температурную зависимость тока  $I_s$  в следующем виде:

$$I_s(T) = I_{s\infty} \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (1.106)$$

где  $I_{s\infty}$  — ток насыщения при температуре, стремящейся к бесконечности.

Величину  $I_{s\infty}$  можно считать постоянной. Формула (1.106) неудобна для практических расчетов. Приведем ее к иному виду. Для заданной температуры  $T_0$  можно записать  $I_s(T_0)$ :

$$I_s(T_0) = I_{s\infty} \exp\left(-\frac{E_g}{kT_0}\right). \quad (1.107)$$

Разделив почленно (1.106) на (1.107), можно записать:

$$\frac{I_s(T)}{I_s(T_0)} = \exp\left[\frac{E_g(T - T_0)}{kTT_0}\right].$$

Окончательно имеем

$$I_s(T) = I_s(T_0) \exp(a\Delta T), \quad (1.108)$$

где  $\Delta T = T - T_0$ ; коэффициент  $a = \frac{E_g}{kTT_0} \approx \frac{E_g}{kT_0^2}$ .

Перейдя от основания  $e$  к основанию 2, перепишем формулу (1.108) в удобном для расчетов виде:

$$I_s(T) = I_s(T_0) 2^{\frac{\Delta T}{T_y}},$$

где  $T_y = \ln 2 / a$  — температура удвоения тока насыщения (для кремния  $T_y \approx 4,5$  К).

В обратном токе кремниевого р-п-перехода ток генерации значительно преобладает над током насыщения (приблизительно,  $I_g = 0,01 I_s$ ). Ток генерации пропорционален концентрации собственных носителей заряда в первой степени ( $a$  не в квадрате, как для тока насыщения).

Следовательно,  $I_g \sim \exp(-E_g/2kT)$  и температура удвоения для кремния в этом случае

$$T_{y1} = 2T_y = 9K.$$

Прямой ток с изменением температуры изменяется в соответствии с выражением

$$I = I_s(T) [\exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) - 1] \approx I_{s\infty} \exp[-(E_g - qU)/kT]. \quad (1.109)$$

Ток при заданном прямом напряжении увеличивается с возрастанием температуры, но скорость его нарастания снижается при увеличении  $U$ .

При фиксированном прямом токе с ростом температуры напряжение на ОПЗ р-п-перехода уменьшается. Логарифмируя обе части выражения (1.109), получим

$$U = \frac{E_g}{q} - \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_{\text{сво}}}{I}\right). \quad (1.110)$$

Температурный коэффициент прямого напряжения на ОПЗ р-п-перехода при заданном прямом токе через диод

$$\text{TKU} = \frac{dU}{dT} = -\frac{k}{q} \ln \frac{I_{\text{сво}}}{I}$$

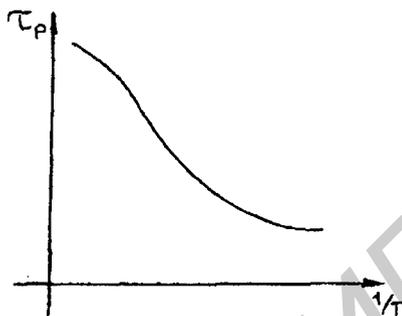
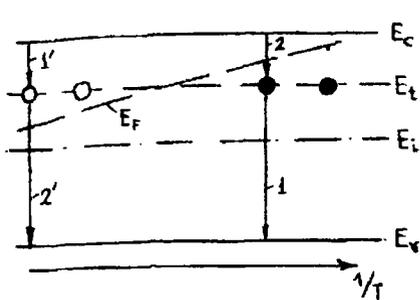
отрицателен и зависит от прямого тока, но слабо, так как всегда  $I \ll I_{\text{сво}}$ . Таким образом, напряжение на ОПЗ р-п-перехода с ростом температуры линейно уменьшается.

При высоком уровне инжекции нужно учитывать величину напряжения, падающего на сопротивление базы, т.е.  $U_{гБ}$ . В диапазоне рабочих температур концентрация основных носителей в базе примерно постоянна и равна концентрации легирующей примеси. Поэтому сопротивление базы  $r_{гБ} \sim \rho_{гБ} = 1/qn_{\text{но}}\mu_n$  с ростом температуры увеличивается, так как подвижность  $\mu_n(T)$  с ростом температуры падает. При увеличении сопротивления базы возрастает падение напряжения  $U_{гБ}$ . Поэтому результирующий коэффициент напряжения на диоде ТКУ определяется значением прямого тока: при малых токах  $\text{TKU} < 0$ , а при больших  $\text{TKU} > 0$ .

Контактная разность потенциалов р-п-перехода  $\psi_k$  с ростом температуры уменьшается. Это связано с тем, что при увеличении  $T$  уровень Ферми как в р-, так и в п-областях стремится к середине запрещенной зоны. Уменьшение  $\psi_k$  с ростом температуры определяет некоторое уменьшение ширины ОПЗ и увеличение барьерной емкости р-п-перехода.

Длительность переходных процессов (а значит, и частотные свойства) определяется временем жизни неосновных носителей в базе, которое достаточно сильно зависит от температуры (рис.1.18).

С ростом температуры уровень Ферми  $E_F$  смещается к середине запрещенной зоны. Вероятность заполнения рекомбинационных ловушек, находящихся на энергетическом уровне  $E_t$ , больше 50 %, если этот уровень находится ниже уровня Ферми, и меньше 50 % — если выше. Дырки, инжектированные в п-базу, при достаточно низких температурах (энергетический уровень ловушек  $E_t$  находится ниже уровня Ферми  $E_F$ ) рекомбинируют с электронами, находящимися на энергетическом уровне  $E_t$ . Процесс рекомбинации через ловушечные уровни проходит в два этапа: первый этап — электрон, находясь в ловушке и стремясь к минимуму энергии, попадает на инжектированную в базу дырку, которая в данный момент оказалась под этой ловушкой (рис.1.18, а, 1), второй этап — электрон из зоны проводимости займет освободившуюся ловушку (рис.1.18, а, 2). Оба этапа проходят быстро, и время  $\tau_p$  мало. При увеличении температуры растет вероятность того,



а

б

Рис.1.18. Схематическое представление влияния температуры на время жизни неосновных носителей в n-базе p-n-перехода:

- а – изменение условий для актов рекомбинации в базе при увеличении температуры;  
 б – зависимость от  $1/T$ ;  $E$  – энергетический уровень ловушек

что ловушка, под которой в данный момент оказалась инжектированная дырка, пуста и акт рекомбинации произойти не может. В этом случае последовательность этапов процесса рекомбинации меняется местами: первый этап — электрон занимает уровень ловушки (см. рис.1.18, а, 1), второй — электрон "падает" на инжектированную в базу дырку, если она в этот момент оказалась под уровнем ловушки. Процесс рекомбинации затрудняется, так как электрон очень короткое время находится на ловушечном уровне, и время жизни дырок  $\tau_p$  растёт (рис.1.18, б). Таким образом, с ростом температуры длительность переходных процессов в p-n-переходе увеличивается, частотные свойства ухудшаются.

### Контрольные вопросы

1. Что такое электронно-дырочный переход?
2. Почему выпрямляется электронно-дырочный переход?
3. Как и почему изменяется высота потенциального барьера р-п-перехода с изменением концентрации примеси в прилегающих к переходу областях?
4. Как изменяется высота потенциального барьера р-п-перехода при приложении прямого и обратного напряжения?
5. Что такое инжекция и экстракция?
6. Чем обеднена ОПЗ?
7. Что такое ток генерации и почему он учитывается при обратном смещении р-п-перехода?
8. Что такое барьерная емкость и от чего она зависит?
9. Как можно записать условие электрической нейтральности р-п-перехода?
10. Какие составляющие входят в прямые и обратные токи р-п-перехода?
11. Как различаются р-п-переходы по ширине базы?
12. В чем смысл диффузионной емкости и зависит ли ее величина от тока протекающего через р-п-переход?
13. Почему обратный ток кремниевого р-п-перехода зависит от величины обратного напряжения?
14. Что такое и от чего зависит время восстановления обратного сопротивления р-п-перехода (диода)?
15. Почему величина напряжения лавинного пробоя больше величины напряжения туннельного пробоя, а величина напряженности поля при лавинном пробое меньше чем при туннельном?
16. Когда возникает поверхностный пробой?

## 2. КОНТАКТЫ МЕТАЛЛ – ПОЛУПРОВОДНИК

Большинство электронных приборов, из которых состоит ИС, соединяется друг с другом с помощью контактов металл – полупроводник. Эти контакты на практике получили наибольшее распространение прежде всего из-за того, что благодаря различным электрофизическим свойствам металла и полупроводника (диэлектрическая проницаемость, ширина запрещенной зоны, работа выхода) контакт между ними может быть в отличие от р-п-перехода как выпрямляющим, так и невыпрямляющим.

### 2.1. Барьер Шоттки

Чтобы построить правильную зонную диаграмму идеального перехода металл – полупроводник, находящегося в тепловом равновесии, нужно учитывать следующее:

- энергия вакуумного уровня  $E_0$  должна быть изображена в виде непрерывной линии, так как величина  $E_0$  представляет собой энергию "свободного" электрона и поэтому должна быть непрерывной однозначной функцией от положения в пространстве;
- сродство к электрону  $\chi$ , так же как и ширина запрещенной зоны, есть свойство, связанное с кристаллической решеткой, поэтому для заданного материала постоянно; в полупроводнике  $E_c$  и  $\chi$  постоянны, а  $E_0$  непрерывна.

Исходя из этих факторов изобразим зонную диаграмму для системы металл - полупроводник (рис. 2.1) для полупроводника п-типа, работа выхода из которого меньше, чем из металла.

На границе раздела (рис.2.1, а) наблюдается скачок разрешенных энергетических состояний  $q\phi_b$ , называемый барьером Шоттки, который равен

$$q\phi_b = q(\phi_m - \chi). \quad (2.1)$$

Этот скачок разрешенных энергетических состояний был назван барьером Шоттки, так как впервые В.Шоттки в 1933 г. вывел аналитическое выражение для ВАХ перехода металл - полупроводник, предполагая, что толщина области пространственного заряда  $x_d$  по крайней мере в несколько раз превосходит среднюю длину свободного пробега электронов, а напряженность поля меньше той, при которой происходит насыщение дрейфовой скорости.

Из-за различия величин работы выхода электронов из металла и полупроводника наблюдается обмен зарядами (часть электронов у границы раздела из полупроводника переходит в металл). Примем условия так называемого приближения обеднения, а именно:

- концентрация свободных дырок чрезвычайно мала, и ее можно не принимать во внимание;

– на участке от границы раздела до плоскости  $x = x_d$  концентрация электронов много меньше концентрации доноров;

– за пределами  $x = x_d$  концентрация доноров  $N_d = n$ .

В таком случае напряжение, падающее на области пространственного заряда, будет равно взятой со знаком "минус" площади ограниченной кривой, показанной на рис.2.1, в:

$$\Phi_k = -\frac{1}{2} E_{\max} x_d = qN_d x_d^2 / 2\epsilon\epsilon_0, \quad (2.2)$$

где в соответствии с законом Гаусса

$$E_{\max} = -qN_d x_d / \epsilon\epsilon_0.$$

Соотношение (2.2) часто используется, чтобы выразить  $x_d$ .

Барьер Шоттки  $q\phi_B$  затрудняет создание результирующего потока свободных электронов из металла в полупроводник по сравнению с потоком электронов в обратном направлении. В первом приближении высота этого барьера не зависит от величины и знака прикладываемого напряжения, так как в металле практически отсутствует падение напряжения. Полное падение напряжения в области пространственного заряда приходится целиком на полупроводник. Прикладываемое напряжение изменяет результирующее искривление зон в полупроводнике, что приводит к изменению высоты потенциального барьера для электронов  $q\phi_k$  со стороны полупроводника: барьер уменьшается, если металл находится под положительным смещением относительно полупроводника (прямое смещение, рис.2.1, г), и увеличивается, если смещение имеет противоположную полярность (обратное смещение, рис. 2.1, д). Свойство выпрямления контакта может быть нарушено, если при подаче обратного напряжения электроны из металла в полупроводник смогут проходить за счет туннелирования (рис.2.1, д, ток  $I_r$ ). Это накладывает ограничение на концентрацию примеси в полупроводнике.

Предположение о независимости высоты барьера  $q\phi_B$  от величины приложенного напряжения не совсем корректно при учете эффекта Шоттки, обнаруженного еще в 1914 г. применительно к электронным лампам, но имеющего прямое отношение к рассматриваемому случаю.

Согласно этому эффекту электрон, переходящий из металла в полупроводник, оставляет после себя "электрическое изображение", эквивалентное положительному заряду  $+q$  (рис.2.2).

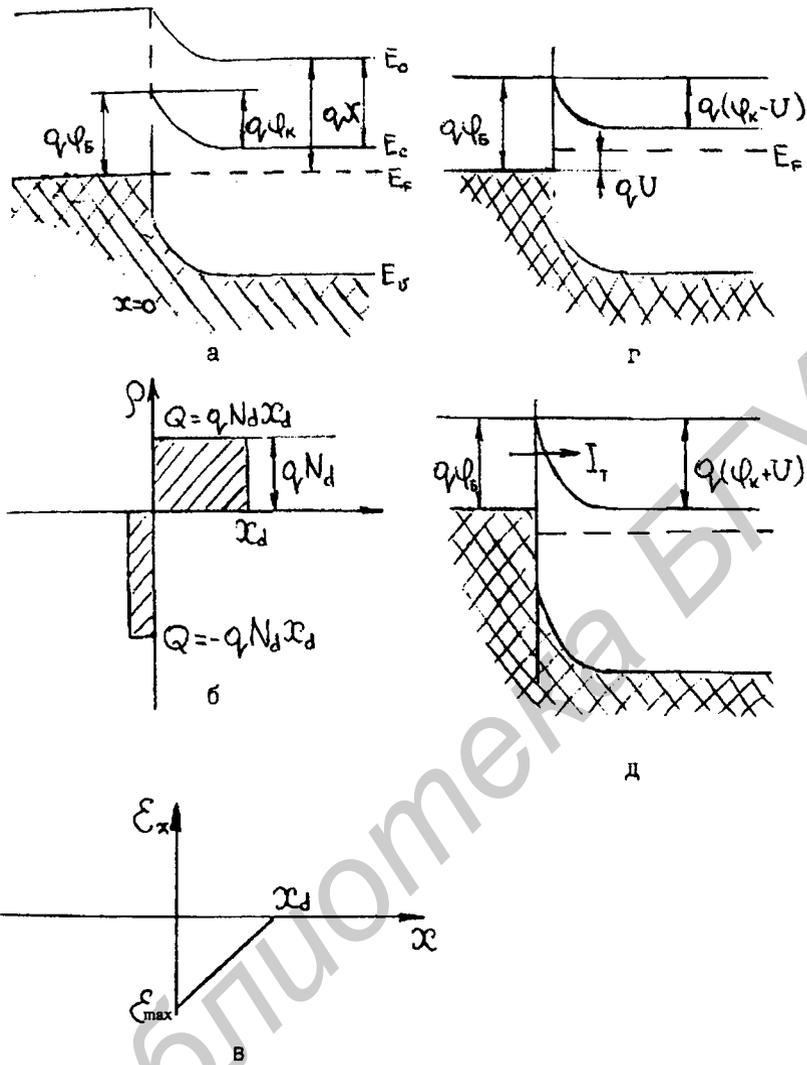


Рис.2.1. Энергетические зонные диаграммы Шоттки:

- а – идеализированная равновесная зонная диаграмма для выпрямляющего контакта металл - полупроводник (барьер Шоттки);
- б – расположение заряда для равновесного состояния;
- в – распределение поля для равновесного состояния;
- г – зонная диаграмма при смещении в прямом направлении;
- д – зонная диаграмма при смещении в обратном направлении

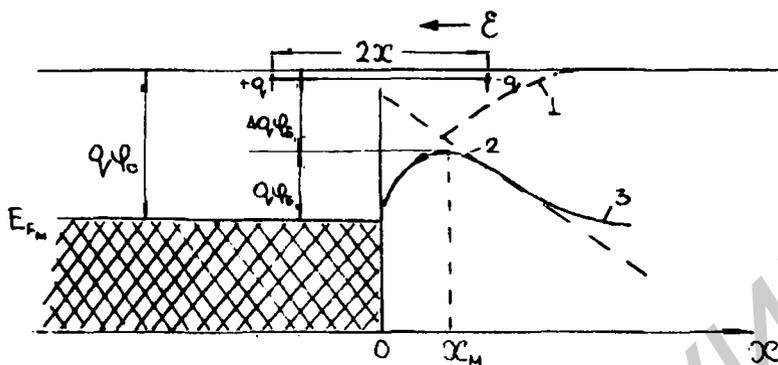


Рис.2.2. Энергетическая диаграмма контакта металл - полупроводник с учетом зеркального изображения

В результате действия силы зеркального изображения  $F = q^2 / (2x)^2$  потенциальная энергия в полупроводнике изменяется с расстоянием как  $E_1(x) = -q^2 / 4 \epsilon \epsilon_0 x$  (рис.2.2, кривая 1). Под действием внешнего поля энергия электрона оказывается равной

$$E(x) = -q^2 / 4 \epsilon \epsilon_0 x + q E x. \quad (2.3)$$

Как следует из (2.3) и рис.2.2 (кривая 3), под действием внешнего поля высота потенциального барьера уменьшается на  $\Delta q\phi_B$ , а максимум энергии смещается на  $x_M$  от поверхности металла.

Из (2.3) можно получить выражения для  $x_M$  и  $\Delta q\phi_B$ :

$$x_M = (q / 4 \epsilon \epsilon_0 E)^{1/2} = 1.9 \cdot 10^{-4} (\epsilon_s E)^{-1/2} \text{ [см]}; \quad (2.4)$$

$$\Delta q\phi_B = (E q^3 / \epsilon \epsilon_0)^{1/2} = 3.8 \cdot 10^{-4} (E / \epsilon_s)^{1/2} \text{ [эВ]}, \quad (2.5)$$

где  $\epsilon_s$  – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;

$E$  – электрическое контактное поле в барьере Шоттки.

Так как обычно типовые значения  $E = 10^4 \dots 10^5$  В/см и  $\epsilon = 12$ , то согласно (2.4) и (2.5) имеем  $x_M = 10^{-7}$  см и  $\Delta q\phi_B = 3 \cdot 10^{-2}$  эВ.

Для прямых смещений величина, на которую снижается барьер Шоттки, практически не оказывает влияние на токопрохождение, но при обратных, когда поток электронов из полупроводника в металл прекращается, снижение высоты барьера на  $\Delta q\phi_B$  оказывает заметное влияние на зависимость обратного тока.

## 2.2. Диод Шоттки

В выпрямляющем контакте, который называют диодом Шоттки, электропроводность обусловлена основными носителями заряда. По этой причине диоду Шоттки свойственна высокая скорость переходных процессов, что позволяет использовать его для создания быстрействующих переключателей. К тому же у диода Шоттки низкое (по отношению к кремниевому р-п-переходу) напряжение отпираания, что в совокупности с первой особенностью дает диоду Шоттки два положительных отличия от диодов на р-п-переходе. Аналитическое выражение, описывающее вольт-амперную характеристику диода Шоттки, имеет вид

$$I = AR^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qU}{nkT}\right) - 1 \right], \quad (2.6)$$

где  $A$  - площадь контакта;  $R^* = 4\pi qm^*k/h^2$  - эффективная постоянная Ричардсона;  $m^*$  - эффективная масса электрона;  $h$  - постоянная Планка;  $k$  - постоянная Больцмана;  $n$  - коэффициент неидеальности, который находится экспериментальным путем (лежит в пределах 1,02...1,15).

Или 
$$I = I_{\text{см}} \left( \exp\left(\frac{qU}{nkT}\right) - 1 \right), \quad (2.7)$$

где  $I_{\text{см}} = AR^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right)$  ток насыщения диода Шоттки.

Как уже отмечалось, отсутствие инжекции неосновных носителей в базу диода (дырок в  $n$ -полупроводник), а следовательно, отсутствие эффектов их накопления и рассасывания позволяет использовать диоды Шоттки в сверхвысокочастотном (гигагерцовом) диапазоне. Но если при определенных условиях в состоянии термодинамического равновесия концентрация дырок на границе металл - полупроводник превысит граничную концентрацию электронов, то в плоскости контакта образуется слой с инверсной проводимостью. В этом случае нельзя игнорировать инжекцию дырок в  $n$ -базу из инверсного слоя со всеми ее последствиями в аспекте частотных ограничений. Чтобы этого не произошло, как показывают расчеты, необходимо выбирать материал полупроводника с большим отношением  $\mu_n/\mu_p$  и достаточно сильно его легировать. Но большая концентрация доноров может привести к наличию туннельного тока  $I_T$  при обратном смещении диода (см. рис.2.1, д).

Другая причина, ограничивающая верхнюю частоту использования диодов Шоттки, обусловлена инжекцией горячих электронов как в полупроводник (при обратном смещении диода), так и в металл (при прямом смещении диода). Время, необходимое для уравнивания средних энергий инжектируемых и равновесных электронов (время "выствывания" электронов), которое можно оценить как отношение длины свободного пробега электронов к его

скорости насыщения, колеблется в зависимости от знака смещения диода в пределах  $t = 10^{-11} \dots 10^{-13}$  с. По этой причине инерционность более сильно проявляется при обратном смещении диода, поскольку длина свободного пробега электронов в полупроводнике больше, чем в металле.

И, наконец, к числу основных причин, ограничивающих частоту диодов Шоттки, относится процесс перезаряда барьерной емкости диода. Ее величина  $\tau = R_b C_j$ , где  $C_j$  - барьерная емкость контакта,  $R_b$  - сопротивление базы диода (объемное сопротивление слоя полупроводника). Расчетная величина постоянной времени в лучших конструкциях диодов Шоттки находится в пределах  $\tau = 5 \cdot 10^{-12}$  К  $5 \cdot 10^{-13}$  с, но может оказаться больше из-за влияния паразитных элементов реального прибора (сопротивление контактов и подводящих проводов, спин-эффекта и т.д.). В реальных приборах из-за концентрации электрических силовых линий вблизи углов пробой при обратном смещении происходит при сравнительно малой величине (порядка 15 В). Существует несколько модификаций конструкций, улучшающих обратную характеристику диода, одна из которых, использующая диффузионное охранное кольцо приведена на рис. 2.3.

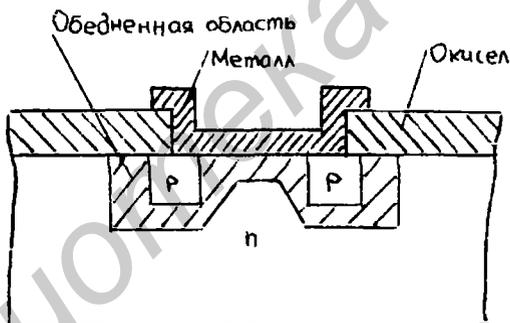


Рис.2.3. Конструкция диода Шоттки с диффузионным охранным кольцом

Из уравнения (2.7) для данного значения прямого тока падение напряжения на диоде задается выражением

$$U_{\infty} (U_{\infty}^*) \approx \frac{nkT}{q} \ln \frac{I}{I_{sw}} \quad (2.8)$$

где ток насыщения  $I_{sw}$  определяется выражением (2.7).

Для миллиамперного диапазона токов у алюминиевых диодов Шоттки, изготовленных из кремния n-типа, величина  $U_{\infty}^*$  равна приблизительно 0,45 В.

Для кремниевого p-n-перехода в этом же диапазоне прямого тока (см. 2.8)  $U_{\infty}^* \approx 0,7$  В,

так как величина тока насыщения кремниевого p-n-перехода  $I_s \approx 10^{-13} \dots 10^{-14}$  А намного меньше величины  $I_{sm}$ .

Это свойство диода Шоттки используется для создания быстродействующих логических схем, в которых за счет включения в цепь коллектор - база диода Шоттки, величина напряжения на коллекторе относительно базы не превышает 0,45 В, что не дает транзистору перейти в режим насыщения.

### 2.3. Невыпрямляющий (омический) контакт

О свойствах контакта металл - полупроводник можно судить по величине падения напряжения в области контакта: если приконтактная область (со стороны полупроводника) обеднена свободными носителями заряда, то почти все напряжение падает на контакте и такой контакт является выпрямляющим. Если обеспечить условие, когда сопротивление контакта  $R_k$  будет намного меньше сопротивления объема образца вне контакта  $R_0$ , то речь идет об омическом контакте.

Осуществление омических контактов на практике связано с большими трудностями. Наличие на поверхности полупроводника и металла посторонних дефектов химического и механического свойства приводит к появлению локальных уровней энергии в запрещенной зоне полупроводника. В результате контактная разность потенциалов в большей степени зависит от этих уровней, нежели от разности работ выхода. В силу этого контакты могут иметь инверсные и обедненные области.

Для устранения отмеченных недостатков в качестве омического контакта используются структуры и  $M - n^+ - n$ , где область  $n^+$  соответствует вырожденному полупроводнику (рис.2.4). Контакт  $n^+ - n$  относится к группе гомопереходов и является невыпрямляющим.

Трудности, связанные с обработкой поверхности, в этом случае тоже не возникают, поскольку  $n^+ - n$ -переход образуется в объеме полупроводника с помощью специального технологического процесса. Изготовить хороший невыпрямляющий контакт между вырожденной областью  $n^+$  и металлом гораздо проще, т.к. даже при образовании в месте контакта барьера (рис.2.4) его толщина оказывается соизмерима с длиной волны де Бройля ( $\leq 10^{-6}$  см). В результате туннельный ток ( $I_T$  (рис.2.4, б) сквозь  $M - n^+ -$  барьер оказывается настолько значительным, что обеспечивает необходимую проводимость при любой полярности внешнего смещения на контакте.

Найдем нижнюю границу контактного сопротивления, приведенного к единице площади (приведенное контактное сопротивление), полагая, что все оно определяется приведенным контактным сопротивлением  $n^+ - n$ -перехода:

$$\Gamma_{k \min} = \frac{(2\pi m^* kT)^{1/2}}{q^2 n_0}, \quad (2.9)$$

где  $n_0$  - равновесная концентрация электронов в глубине полупроводника.

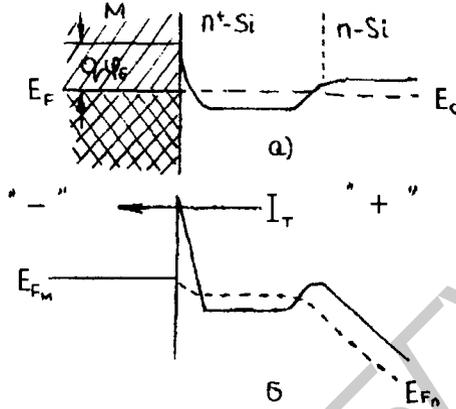


Рис.2.4.Зонная диаграмма омического контакта М - n<sup>+</sup> - Si - n - Si в отсутствии (а) и при наличии (б) смещения

Сопротивление планарного контакта

$$R_k = R_{\text{пов}} \frac{d}{W} F_0, \quad (2.10)$$

где  $R_{\text{пов}}$  - поверхностное сопротивление полупроводниковой пленки под контактом ( $\text{Ом}/\text{L}$ );  $W$  - толщина контакта;  $d$  - длина контакта;  $F_0 = (L_T/d) \text{cth}(d/L_T)$ ;

$L_T = \Gamma_k / R_{\text{пов}}$  - длина затухания. Величина  $\Gamma_k$  определяется из (2.9).

Связь между уровнем Ферми и концентрацией для сильного вырождения задает соотношением

$$E_F - E_c = \frac{\eta^2 (3\pi n)^{2/3}}{2m^*}, \quad (2.11)$$

где  $E_F = \frac{\eta^2 (3\pi n_0)^{2/3}}{2m^*}$  - полная концентрация валентных электронов в кристалле.

Записав эффективную плотность состояний у дна зоны проводимости

$$N_c = 2 \left[ \frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right]^{3/2},$$

можно связать с этим параметром концентрацию электронов в  $n^+$ -области:

$$n^+ = N_c \left[ \frac{E_F - E_c}{kT} \right]^{3/2} \sim (10K/20) N_c.$$

В связи с тем, что область  $p^+$  вырождена, контакт  $p^+-n$  может работать при гелиевых температурах (примесь не "вымораживается") и обладает хорошими инжекционными свойствами, так как  $p^+ > N_c$ .

### Контрольные вопросы

1. Почему контакты разделяются на выпрямляющие и невыпрямляющие?
2. Что такое «контакт Шоттки»?
3. Напряжение какой полярности должно быть приложено к металлу диода Шоттки, чтобы диод был включен в прямом направлении?
4. Из каких соображений выбирают величину проводимости базы в диодах Шоттки?
5. Почему диод Шоттки может работать в СВЧ-диапазоне?
6. Почему в открытом состоянии диод Шоттки имеет меньшую величину падения напряжения, чем падение напряжения на открытом кремниевом диоде на  $p$ - $n$ -переходе?
7. Чем определяется величина тока насыщения диода Шоттки?
8. Для чего при получении омического контакта сильно легируют полупроводник на границе с металлом?
9. Чем определяется заряд, который накапливается на омическом контакте?
10. Какие параметры определяют качество омического контакта?

## 3.БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

### 3.1. Общие сведения

Слово "биполярные", определяющее класс транзисторов, обусловлено биполярной проводимостью, осуществляющейся в транзисторах этого типа.

Биполярный транзистор представляет собой три полупроводниковые области (эмиттер, база, коллектор), определяющиеся по типу электропроводности (п-р-п или р-п-р), которые с помощью имеющихся в каждой области омических контактов подключаются к внешней электрической схеме. Функция эмиттера и коллектора определены самими названиями этих областей: эмиттировать (инжектировать) носители заряда и собирать их. Среднюю область транзистора называли "базой", так как ее параметры в основном определяют работу транзистора. Биполярные транзисторы делятся на бездрейфовые, перенос инжектированных в базу носителей у которых осуществляется только за счет диффузии, и дрейфовые, у которых перенос носителей через базу осуществляется как за счет диффузии, так и за счет дрейфа. Дрейфовые транзисторы в настоящее время стали практически единственным типом биполярных транзисторов. В дальнейшем будем рассматривать физику работы биполярного транзистора, базируясь на более простой модели бездрейфового транзистора, вводя необходимые коррективы при переходе к работе дрейфового транзистора.

Биполярный транзистор может работать в четырех режимах:

- режим отсечки (эмиттерный и коллекторный переходы смещены в обратном направлении) (рис.3.1, а);
- режим насыщения (эмиттерный и коллекторный переходы смещены в прямом направлении) (рис.3.1, б);
- активный нормальный режим (эмиттерный переход включен в прямом, а коллекторный — в обратном направлении) (рис.3.1, в);
- активный инверсный режим (эмиттерный переход включен в обратном, а коллекторный — в прямом направлении) (рис.3.1, г).

Графики распределения концентрации неосновных носителей заряда в базе транзистора для всех режимов его работы строили исходя из следующих соображений: во-первых, база в транзисторе всегда тонкая и, следовательно, распределение линейное; во-вторых, граничную концентрацию неосновных носителей в базе со стороны эмиттера или коллектора можно рассчитать, воспользовавшись уже известным выражением (1.29):

$$n_{p0} = n_{p0} \exp \frac{qU_j}{kT},$$

где в качестве  $U_j$  подставляют величину напряжения перехода эмиттер - база или коллектор - база соответствующего знака.

Если предположить, что ток основных носителей базы (дырок для p-p-n-транзисторов) равен нулю (считаем, что рекомбинация отсутствует), то

$$J_p = 0 = q\mu_p p E_x - qD_p \frac{dp}{dx}; \quad (3.1)$$

$$E_x = \frac{D_p}{\mu_p} \cdot \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{p} \frac{dp}{dx}. \quad (3.2)$$

Из (3.2) видно, что если база легирована равномерно, то  $E_x = 0$  (случай бездрейфового транзистора).

Если, используя методы диффузии или ионной имплантации, получаем концентрацию легирующей примеси  $N(x)$  в базе около эмиттера  $N_{БЭ}$  значительно больше, чем на границе с коллектором  $N_{БК}$ , то из-за наличия градиента концентрации в базе транзистора создается продольное электрическое поле  $E_x$ , отличное от нуля, направление которого способствует переносу неосновных носителей.

При законе изменения  $N(x)$ , близком к экспоненциальному, величину поля  $E_x$  при неравномерном легировании базы можно определить, записав (3.2)

$$E_x = \frac{kT}{q} \frac{1}{dx} \frac{dp}{p} = \frac{kT}{q} \int_0^{W_B} \frac{1}{dx} \frac{N_{БК}}{N_{БЭ}} \frac{dp}{p} = \frac{kT}{qW_B} \ln \frac{N_{БЭ}}{N_{БК}} = \frac{kT}{qW_B} m, \quad (3.3)$$

где коэффициент  $m = \ln(N_{БЭ} / N_{БК})$  называется дрейфовым коэффициентом (иногда его называют "фактором поля").

Реальное значение дрейфового коэффициента лежит в интервале  $4 \leq m \leq 7$ . Наличие поля в базе несколько изменит вид энергетической зонной диаграммы транзистора и распределение концентрации неосновных носителей в базе (рис.3.2).

В зависимости от названия электрода, который подключается к общему электроду внешней электрической цепи и по отношению к которому отсчитывается потенциал, различают три схемы включения транзистора: схема с общей базой - ОБ (схема с эмиттерным входом) (рис.3.3, а), схема с общим эмиттером - ОЭ (схема с базовым входом) (рис.3.3, б), схема с общим коллектором - ОК (эмиттерный повторитель) (рис.3.3, в).

Как уже отмечалось, поведение транзистора во многом определяется параметрами и распределением концентрации носителей в базе. Поэтому та область транзистора, база которой находится непосредственно под областью эмиттера, называется активной (рис.3.4, I) — пассивной (рис.3.4, II).

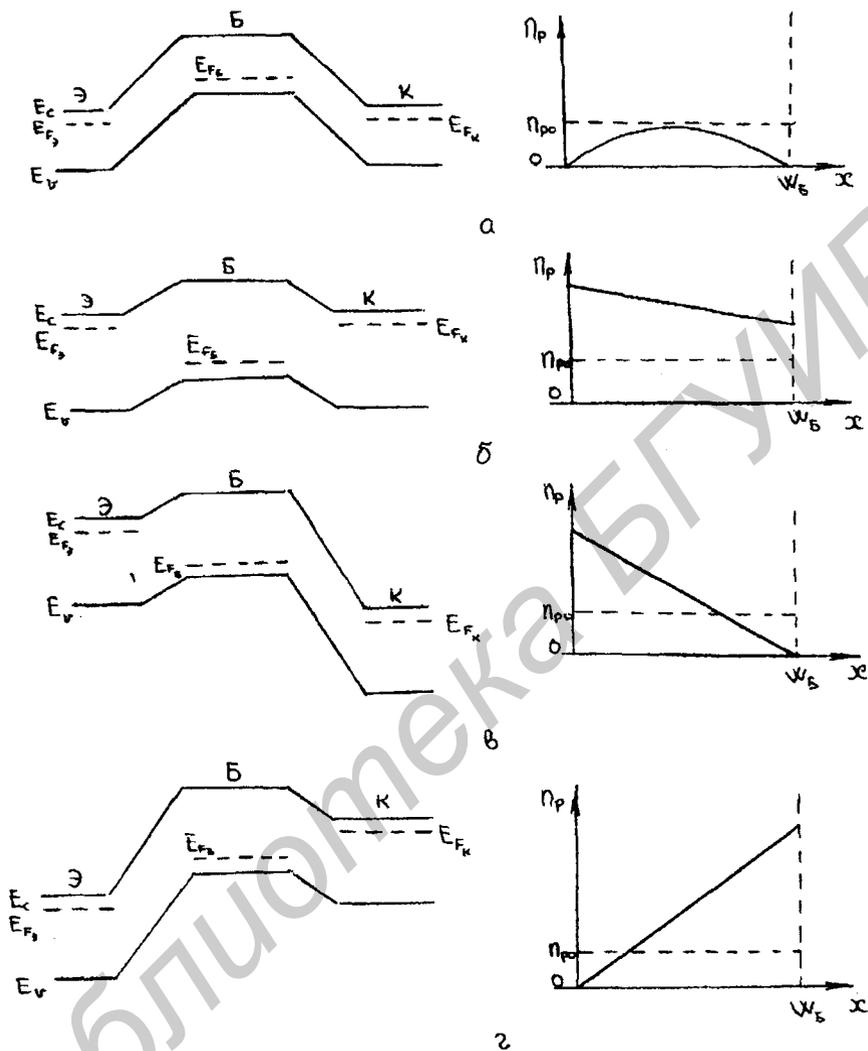
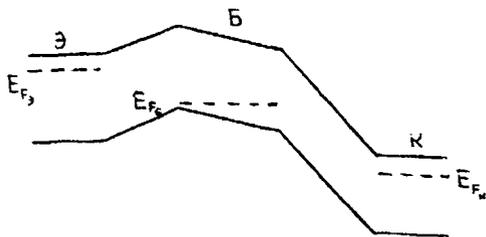
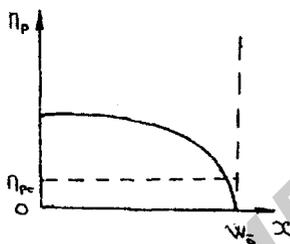


Рис.3.1. Энергетические зонные диаграммы и распределение концентрации неосновных носителей в базе p-p-p бездрейфового транзистора в режимах отсечки (а), насыщения (б), активном нормальном (в) и активном инверсном (г)

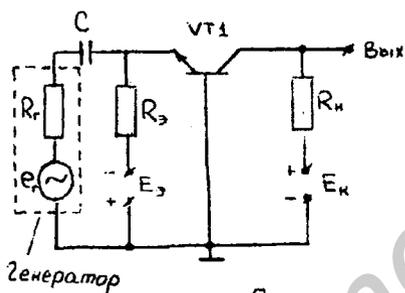


а

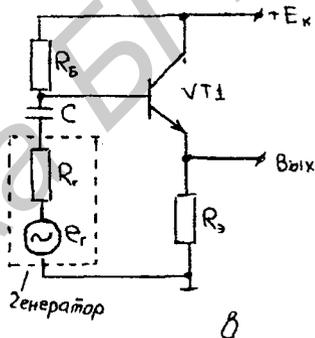


б

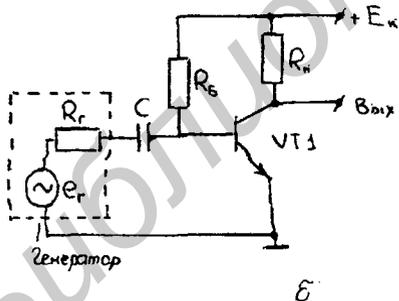
Рис.3.2. Энергетическая зонная диаграмма (а) и распределение концентрации неосновных носителей в базе (б)  $p-p-p$  дрейфового транзистора в активном нормальном режиме



а



б



в

Рис.3.3. Схемы включения транзистора

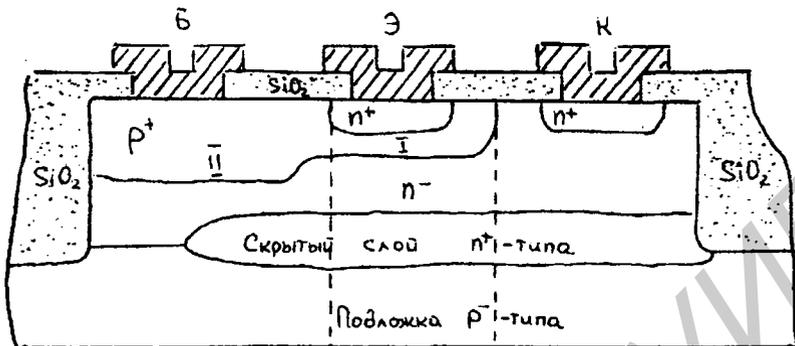


Рис.3.4. Типичный n-p-n планарно-эпитаксиальный транзистор

### 3.2. Принцип работы и коэффициент передачи тока одномерной идеализированной модели биполярного транзистора (БТ)

В основе работы БТ лежат двух- и трехмерные механизмы движения носителей заряда, и поведение транзистора, основы его работы могут быть поняты при рассмотрении его одномерной модели. В качестве одномерной модели можно использовать одномерное представление структуры активной области транзистора (рис.3.4 и рис.3.5).

Псевдокontakt — граница в нейтральной базовой области, которая не влияет на поток основных носителей, двигающихся к коллектору.

Идеализация модели БТ заключается в игнорировании процессов, происходящих в ОП: эмиттерного и коллекторного переходов (т.е. считаем их бесконечно тонкими), а также токов текущих параллельно переходам. При работе БТ в активном нормальном режиме (см. рис.3.1 в) эмиттерный переход смещается в прямом направлении, что является причиной инжекции электронов из эмиттера в базу  $I_{nб}$ . Для обеспечения электронейтральности базы такое же количество дырок входит в область базы из базового контакта. Потоки электронов и дырок за счет диффузии и дрейфа проходят базу и достигают коллекторного p-n-перехода. Незначительная часть электронов рекомбинирует с дырками, создавая дырочный ток. Основная часть электронов вынуждена электрическим полем обратнсмещенного коллекторного p-n-перехода, создавая ток коллектора  $I_{нк}$ , а дырки через базовый контакт уйдут в общий вывод.

Допустим, ток эмиттера изменился на величину  $\Delta I_э$ . Пренебрегая рекомбинацией в базе считаем, что ток коллектора тоже изменится на величину  $\Delta I_к \approx \Delta I_э$ . На прямосмещенном

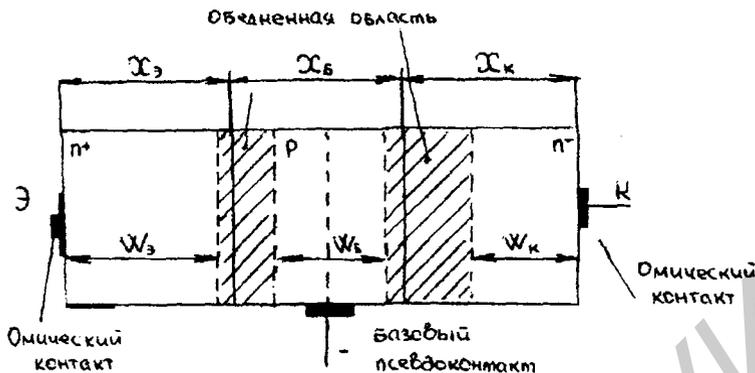


Рис.3.5. Одномерное представление активной области  
планарно-эпитаксиального транзистора

эмиттерном переходе падение напряжения будет равно  $\Delta U_{эб} = \Delta I_э \cdot r_э$ , а на сопротивлении нагрузки в цепи коллектора —  $\Delta U_к = \Delta I_к \cdot R_н$ . Так как  $R_н > r_э$ , то  $\Delta U_к > \Delta U_{эб}$  и, следовательно, схема с ОБ обладает усилением по напряжению.

Обозначим коэффициент передачи постоянного тока БТ, включенного по схеме с ОБ (коэффициент передачи тока эмиттера), который работает в активном нормальном режиме, через  $\alpha_N$ :

$$\alpha_N = \frac{I_к}{I_э} \left( \frac{I_{nэ}}{I_{nэ}} \cdot \frac{I_{nk}}{I_{nk}} \right) = \frac{I_{nэ}}{I_э} \frac{I_{nk}}{I_{nэ}} \frac{I_к}{I_{nk}}, \quad (3.4)$$

где  $I_{nэ}/I_э = I_{nэ}/(I_{nэ} + I_{pэ}) = \gamma$ , — эффективность эмиттера, которая отражает тот факт, что при прямом смещении эмиттерного перехода наряду с инжекцией электронов из эмиттера в базу существует и инжекция дырок из базы в эмиттер;

$I_{nk}/I_{nэ} = \alpha_T$  — коэффициент переноса носителей через базу, который не позволяет игнорировать рекомбинацию электронов в базе;

$I_к/I_{nk} = M$  — коэффициент умножения коллектора, который для активного режима БТ близок к единице. Следовательно,

$$\alpha_N \approx \gamma \cdot \alpha_T. \quad (3.5)$$

Получим выражение для эффективности эмиттера одномерной идеализированной модели транзистора

$$\gamma = \frac{I_{nэ}}{I_{nэ} + I_{pэ}} = \frac{1}{1 + \frac{I_{pэ}}{I_{nэ}}} = \left( 1 + \frac{W_б N_{эб} D_{pэ}}{W_э N_{бэ} D_{nэ}} \right)^{-1}. \quad (3.6)$$

Учитывая, что  $I_{nэ} \gg I_{pэ}$ ,  $D = \mu kT/q$ ,  $\sigma_э = qN_{эб} \mu_{nэ}$ ,  $\sigma_б = qN_{бэ} \mu_{pэ}$ , и полагая, что  $\mu_{nэ} = \mu_{пб}$

и  $\mu_{p3} = \mu_{p6}$  (что не всегда корректно), выражение (3.6) запишем как

$$\gamma = \left( 1 + \frac{I_{p2}}{I_{n2}} \right)^{-1} \approx 1 - \frac{I_{p2}}{I_{n2}} \approx 1 - \frac{\sigma_E W_E}{\sigma_3 W_3}. \quad (3.7)$$

Уравнение (3.6) можно записать, используя числа Гуммеля как для базы  $GN_B$ , так и для эмиттера  $GN_3$ :

$$\gamma = \left[ 1 + \frac{GN_E \bar{D}_{p2}}{GN_3 \bar{D}_{n2}} \right]^{-1}. \quad (3.8)$$

где  $\bar{D}_{p2}$  и  $\bar{D}_{n2}$  — усредненные значения коэффициентов диффузии в эмиттерной и базовой областях соответственно.

Число Гуммеля для базы — это количество примесных атомов на  $1 \text{ см}^2$  площади квазинейтральной области базы:

$$GN_B = \int_0^{w_E} N_A(x) dx. \quad (3.9)$$

Число Гуммеля можно выразить через встроенный заряд  $Q_B$ , который представляет заряд дырок на единицу площади в квазинейтральной базе при стремлении эмиттерного напряжения к нулю:

$$GN_B = \frac{Q_B}{q} = \frac{qn_i^2 \bar{D}_i}{j_s}, \quad (3.10)$$

где плотность тока насыщения  $j_s$  определяется в точке пересечения экстраполированной экспериментальной характеристики  $j_k = f(U_{k3})$  с осью тока при  $U_{k3} = 0$ , построенной в полулогарифмическом масштабе.

Для одномерной модели транзистора (рис.3.5) встроенный заряд можно определить как

$$Q_B = qN_A W_B.$$

Если бы все инжектированные в базу электроны достигли коллекторного перехода, то

$$I_{nk} = I_{n2} = \frac{\Lambda q n}{t_{np}},$$

где  $t_{np} = W_B^2 / 2D_n$  — время пролета носителей через базу (среднее время диффузии).

Величина тока рекомбинации обратно пропорциональна времени жизни носителей:

$$I_R = \frac{\Lambda q n}{\tau_{nE}}.$$

Поток электронов, достигших коллекторного перехода, уменьшится по отношению к инжектированному потоку на количество рекомбинированных в базе:

$$I_{n_k} = I_{n_2} - I_R = I_{n_2} \left( 1 - \frac{t_{np}}{\tau_n} \right). \quad (3.11)$$

Из (3.11) получим величину коэффициента переноса носителей через базу

$$\alpha_T = \frac{I_{n_k}}{I_{n_2}} = 1 - \frac{t_{np}}{\tau_n} = 1 - \frac{W_B}{2D_n \tau_n} = 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{W_B}{L_n} \right)^2. \quad (3.12)$$

Для БТ с экспоненциальным распределением примеси в базе

$$\alpha_T = 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{W_B}{L_n} \right)^2 \cdot \frac{2(m-1)}{m^2}, \quad (3.13)$$

где дрейфовый коэффициент  $m$  определяется из выражения (3.3).

В большинстве интегральных транзисторов основной вклад в уменьшение коэффициента передачи тока  $\alpha_N$  вносит коэффициент инжекции эмиттера  $\gamma_N$ . При высоком уровне легирования эмиттера (более  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) выражения (3.6) и (3.8) для определения  $\gamma$  не всегда применимы, так как не учитывают двух эффектов, приводящих к уменьшению величины  $\gamma$ . Во-первых, это сужение ширины запрещенной зоны, которое приводит к увеличению концентрации собственных носителей заряда в эмиттерной области  $n_{i_3}$ . Эффективное число Гуммеля для эмиттера  $GN'_3$  в этом случае равно

$$GN'_3 = \int_0^{W_3} D_{p_3}(x) \left[ \frac{n_i}{n_{i_3}(x)} \right]^2 dx. \quad (3.14)$$

На рис.3.6 приведены графики, показывающие уменьшение величины числа Гуммеля в эмиттере при сильном его легировании.

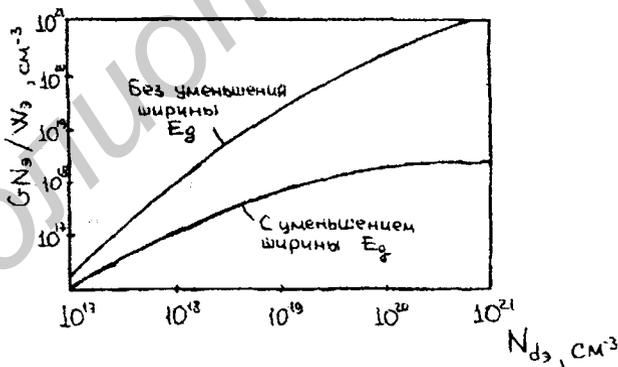


Рис.3.6. Зависимость числа Гуммеля для эмиттера (нормированного по отношению к толщине нейтрального эмиттера) от концентрации легирующих примесей

Во-вторых, при высоком уровне легирования возрастает рекомбинация, так как в сильное-

гированных эмиттерах необходимо учитывать рекомбинацию Оже. Обусловленное этой рекомбинацией время жизни убывает как  $p_{n_0}^2$  и может быть значительно меньше времени жизни, обусловленного рекомбинацией типа Шокли-Рида-Холла,

Величина коэффициента передачи тока БТ, работающего в активном инверсном режиме  $\alpha_i \ll \alpha_N$  по двум причинам. Во-первых, в выражениях для  $\gamma$  (3.6) и (3.8) вместо числа Гуммеля для эмиттера  $GN_E$  (3.14) нужно подставлять число Гуммеля для коллектора  $GN_K$  или вместо проводимости эмиттера  $\sigma_3$  (3.7) — проводимость коллектора  $\sigma_K$ , причем известно, что  $GN_E \gg GN_K$  и  $\sigma_3 \gg \sigma_K$ . Во-вторых, электрическое поле в базе, направление которого способствует переносу неосновных носителей от эмиттера к коллектору, будет препятствовать их движению от коллектора к эмиттеру.

Коэффициент передачи переменного тока БТ в схеме с ОБ, работающего в активном нормальном режиме  $\alpha_N$ , можно записать:

$$\tilde{\alpha}_N = \frac{dI_K}{dI_3} = \alpha_N + I_3 \frac{d\alpha_N}{dI_3} \quad (3.15)$$

В зависимости от величины тока эмиттера  $I_3$ , величина  $\alpha_N$  может быть как больше, так и меньше величины  $\alpha_N$  в силу нелинейной зависимости коэффициента передачи тока  $\alpha_N$  от тока эмиттера (см. разд.3.5).

Запишем выражение, связывающее входной и выходной токи БТ для схемы с ОЭ, работающего в активном нормальном режиме:

$$I_K = \alpha_N I_3 + I_{K0} = \alpha_N (I_K + I_B) + I_{K0} = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} I_B + \frac{I_{K0}}{1 - \alpha_N} = \beta_N I_B + I'_{K0} \quad (3.16)$$

где  $\beta_N = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N}$  — коэффициент передачи тока базы (коэффициент усиления по току) БТ работающего в активном нормальном режиме;

$I_{K0}$  — обратный ток коллектора одномерной идеализированной модели БТ, включенного в схеме с ОЭ.

Физическую причину усиления тока в схеме с ОЭ можно объяснить исходя из следующие соображений. Пусть в момент времени  $t$  в базу поступает  $p_1$  дырок (базовый ток из источника  $E_{\phi 0}$ ). Высота потенциального барьера эмиттерного перехода уменьшится, и из эмиттера для соблюдения электронейтральности базы поступит  $n_1$  электронов,  $n_1 = p_1$ . Пакеты электронов и дырок в момент времени  $t_2$  достигнут коллекторного перехода, потеряв за счет рекомбинации в ба-

$\Delta n = \frac{n_1 t_{np}}{\tau_n} = \Delta p$  носителей заряда. Электроны втянутся в коллекторный переход, создавая коллекторный ток, а дырки в отличие от схемы с ОБ не смогут покинуть базу через вывод, т.к. чер-

него поступает новый пакет дырок  $p_1$ . В базе в этот момент находится  $p_1 - \frac{p_1 t_{np}}{\tau_N}$  дырок, а с учетом вновь поступивших в базе будет  $p_1 + p_1 - \frac{p_1 t_{np}}{\tau_N} \approx 2p_1$  дырок, т.к.  $t_{np} \ll \tau_N$ .

Это количество дырок вызовет, понижая барьер,  $2p_1$  электронов и т.д. Нарастание потока электронов будет происходить до тех пор, пока число рекомбинирующих электронов не станет равным числу дырок, поступающих в базу, т.е. пока не будет выполняться условие

$$n \frac{t_{np}}{\tau_N} = p_1. \quad (3.17)$$

Так как количество электронов  $n$  пропорционально  $I_b$ , а  $p_1 \sim I_b$ , то выражение (3.17) можно записать как

$$\frac{I_b}{I_b} = \frac{\tau_N}{t_{np}}, \text{ или } \frac{I_K + I_E}{I_b} = \frac{\tau_N}{t_{np}}, \text{ или } \beta_N = \frac{\tau_N}{t_{np}} - 1. \quad (3.18)$$

### 3.3. Модель Эберса-Молла

Модель Эберса-Молла построена для биполярного транзистора, работа которого описана в разд. 3.2. Прохождение токов БТ в этой модели представлено взаимодействием работы двух р-п-переходов, что отражает нормальное и инверсное включение (рис.3.7).

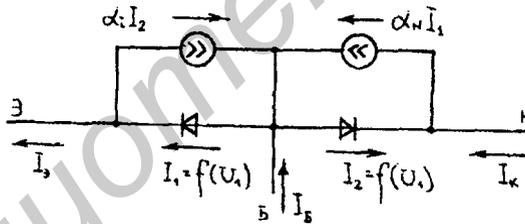


Рис.3.7. Эквивалентная схема, соответствующая модели Эберса-Молла п-р-п-транзистора

Токи эмиттера и коллектора (рис. 3.7):

$$\begin{aligned} I_E &= I_1 - \alpha_N I_2 = I_{ES} \left( \exp \frac{qU_E}{kT} - 1 \right) - \alpha_N I_{KS} \left( \exp \frac{qU_K}{kT} - 1 \right); \\ I_K &= I_1 \alpha_N - I_2 = \alpha_N I_{ES} \left( \exp \frac{qU_E}{kT} - 1 \right) - I_{KS} \left( \exp \frac{qU_K}{kT} - 1 \right), \end{aligned} \quad (3.19)$$

где  $U_E$ ,  $U_K$  – напряжение на эмиттерном и коллекторном переходах соответственно;  $I_{ES}$ ,  $I_{KS}$  – обратные токи насыщения эмиттерного и коллекторного переходов (обратные токи идеализированной модели БТ) в режиме короткого замыкания (К.З.) электродов база-коллектор и база-

эмиттер соответственно.

Как правило, обратные токи переходов в БТ определяют в режиме холостого хода (Х.Х.) т.е. при «обрыве» третьего электрода. Для определения соотношения между обратными токами переходов, измеренных в режимах Х.Х. и К.З., запишем выражения (3.18) при условиях, что  $I_3 = 0$  и коллекторный переход смещен в обратном направлении:

$$\begin{aligned} 0 &= I_{30} \left( \exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) + \alpha_1 I_{K0}; \\ I_{K0} &= \alpha_N I_{30} \left( \exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) + I_{K0}, \end{aligned} \quad (3.20)$$

где  $I_{K0}$  – обратный ток коллекторного перехода идеализированной модели БТ измеренный в режиме Х.Х.

$$I_{K0} = \frac{I_{K0}}{1 - \alpha_N \alpha_1}. \quad (3.21)$$

Если воспользоваться выражением (3.18) при условиях, что  $I_K = 0$  и эмиттерный переход смещен в обратном направлении, то по аналогии с (3.21) получим

$$I_{ЭКС} = \frac{I_{Э0}}{1 - \alpha_N \alpha_1}. \quad (3.22)$$

Так как обычно произведение  $\alpha_N \alpha_1 \approx 0.5$ , то для практических расчетов следует запомнить, что  $I_{K0} \approx 2I_{K0}$ . Следует также запомнить соотношение между обратными токами коллекторного и эмиттерного переходов:

$$\alpha_N I_{Э0} = \alpha_1 I_{K0}. \quad (3.23)$$

Воспользовавшись (3.18), (3.21) и (3.22), запишем выражения для токов электродов односторонней идеализированной модели БТ:

$$I_3 = \frac{I_{Э0}}{1 - \alpha_N \alpha_1} \left( \exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) - \frac{\alpha_1 I_{K0}}{1 - \alpha_N \alpha_1} \left( \exp \frac{qU_K}{kT} - 1 \right); \quad (3.24)$$

$$I_K = \frac{\alpha_N I_{Э0}}{1 - \alpha_N \alpha_1} \left( \exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) - \frac{I_{K0}}{1 - \alpha_N \alpha_1} \left( \exp \frac{qU_K}{kT} - 1 \right); \quad (3.25)$$

$$I_B = I_3 - I_K = (1 - \alpha_N) I_K - \frac{I_{Э0}}{1 - \alpha_N \alpha_1} \left( \exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) + (1 - \alpha_1) \frac{I_{K0}}{1 - \alpha_N \alpha_1} \left( \exp \frac{qU_K}{kT} - 1 \right). \quad (3.26)$$

### 3.4. Распределение потоков носителей в реальной одномерной модели БТ

В реальной модели БТ, не учитывающей эффекты, связанные с двух- и трехмерностью, не обязательно учитывать эффекты, происходящие в ОПЗ эмиттерного и коллекторного переходов. На рис.3.8 показаны токи, протекающие в р-п-р-транзисторе в активном нормальном режиме его ра

боты. В р-п-р-транзисторе направление токов эмиттера и коллектора совпадает с движением носителей (дырок), которые в основном образуют эти токи. Для п-п-п-транзистора направления токов изменятся на обратные, а в обозначениях токов изменится индексация (например,  $I_{p3} \rightarrow I_{n3}$  и т.д.).

Поскольку ток эмиттера является суммарным током БТ, рассмотрим (см. рис.3.8) его составляющие, определяя также их отношение к токам двух других электродов. Ток  $I_3 = I_{n3} + I_{p3}$  и для р-п-р-транзистора является "полезным"  $I_{p3}$ , так как он в основном определяет величину тока коллектора. Ток  $I_{n3}$  (ток инжекции из п-базы в эмиттер) – одна из составляющих тока базы (1). Часть дырок тока  $I_{p3}$  рекомбинирует в эмиттерном р-п-переходе, увеличивая ток базы на составляющую  $I_{R3Э}$  (2).

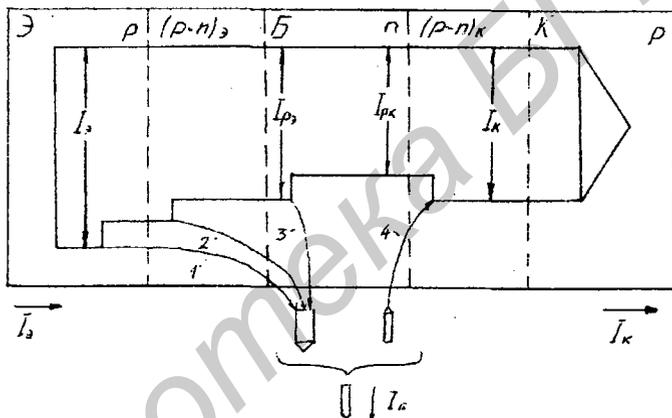


Рис. 3.8. Токи, протекающие в р-п-р-транзисторе в активном нормальном режиме

При прохождении через базу часть дырок будет рекомбинировать на поверхности и в объеме базы, увеличивая ток базы на величину  $I_{RБ}$  (3). У коллекторного перехода пакет дырок определяет ток коллектора как  $I_{RК}$ . В коллекторном переходе с этим током будет суммироваться обратный ток коллектора  $I_{КБ0}$  (4), в который входит ток насыщения  $I_{КС}$ , ток генерации  $I_G$  и ток лавинного умножения  $I_{ЛУ}$  в коллекторном р-п-переходе и ток утечки  $I_{УТ}$ . Эта составляющая тока коллектора входит в ток базы. Ток  $I_{КБ0}$  в отличие от первых трех составляющих базового тока (1, 2, 3) имеет противоположное направление. Таким образом, ток базы  $I_Б$  представляет собой алгебраическую сумму перечисленных четырех составляющих:

$$I_Б = I_{n3} + I_{R3Э} + I_{RБ} - I_{КБ0} \quad , \quad (3.27)$$

и ток коллектора

$$I_K = I_3 - I_B = \alpha_N I_3 + I_{KB0}. \quad (3.28)$$

### 3.5. Отклонения от модели Эберса-Молла в реальном транзисторе

#### 3.5.1. Отклонения по току

В разд. 3.4 были уже указаны некоторые токи, которые не принимались во внимание в модели Эберса-Молла: токи, возникающие в ОПЗ переходов, и ток рекомбинации на поверхности базы, учет которого несколько уменьшает величину коэффициента переноса носителей через базу (3.12):

$$\alpha_T = \left( 1 - 0.5 \frac{W_B^2}{D\tau} \right) \left( 1 - \frac{SA_S W_B}{A_3 D} \right), \quad (3.29)$$

где  $S$  – скорость рекомбинации на поверхности;  $A_S$  – площадь базы, на которой происходит рекомбинация;  $A_3$  – площадь эмиттера.

В реальном транзисторе  $\alpha_N$  (а следовательно, и  $\beta_N$ ) нелинейно зависят от тока эмиттера (коллектора) (рис.3.9).

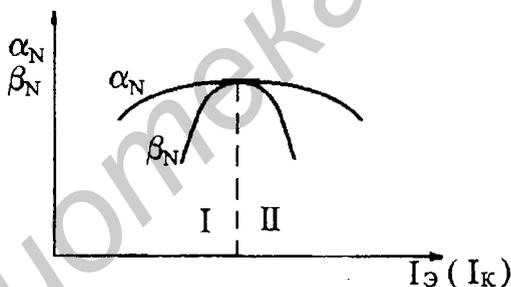


Рис.3.9. Зависимость  $\alpha_N$  и  $\beta_N$  от тока эмиттера (коллектора)

При увеличении тока  $I_3 (I_K)$  до определенной величины (порядка  $10^{-4} \dots 10^{-3}$  А (в зависимости от типа транзистора) коэффициент передачи тока  $\alpha_N$  ( $\beta_N$ ) растет (рис.3.9, область I). Рост коэффициента передачи тока обусловлен двумя причинами. Во-первых, с ростом  $I_3$ , первопричиной которого является снижение высоты потенциального барьера эмиттерного перехода, уменьшается ток рекомбинации в ОПЗ эмиттерного p-n-перехода, а следовательно, уменьшается  $I_B$ , увеличиваются  $\alpha_N$  и  $\beta_N$ . Во-вторых, с увеличением  $I_3$  начинает выполняться условие высокого уровня инжекции. Известно (1.10), что при выполнении этого условия появляется электрическое поле в базе (кроме встроенного технологически), что приводит к удвоению

коэффициента диффузии, и, следовательно, к увеличению коэффициента переноса носителей через базу (3.13) и соответственно росту коэффициентов  $\alpha_N$  и  $\beta_N$ . Но при высоком уровне инжекции наряду с удвоением  $D$  увеличивается проводимость базы, что в соответствии с (3.7) и (3.8) ведет к уменьшению  $\alpha_N$  и  $\beta_N$  (рис.3.9, область II). Еще одна причина, приводящая к уменьшению  $\alpha_N$  ( $\beta_N$ ), связана с расширением квазинейтральной области базы  $W_b$  при высоком уровне инжекции (эффект Кирка). Наиболее слаболегированная область БТ – эпитаксиальный коллекторный слой вблизи базовой области (рис.3.10).

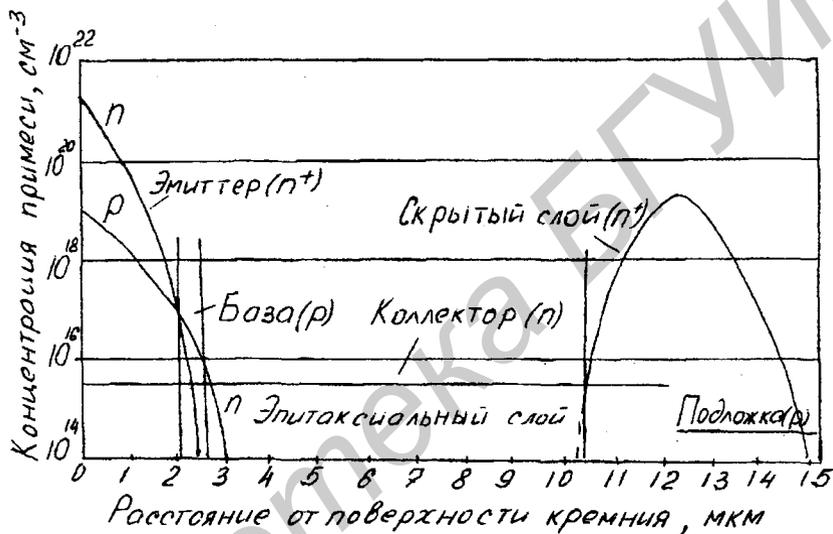


Рис.3.10. Диффузионный профиль для поперечного сечения усилительного транзистора [3]

Этот низколегированный (эпитаксиальный) слой коллектора выполняет многие положительные функции: увеличивает пробивное напряжение транзистора, уменьшает коллекторную емкость и ослабляет действие эффекта Эрли (3.5.2). Но также благодаря этой области могут наблюдаться нежелательные последствия эффекта Кирка.

При высоком уровне инжекции (больших плотностях тока коллектора) мы обязаны считаться с наличием заряда неосновных носителей в области пространственного заряда коллекторного перехода, который будет складываться с зарядом нескомпенсированных ионизированных акцепторов со стороны базы и вычитаться из заряда нескомпенсированных ионизированных доноров со стороны коллектора (рис.3.11), расширяя тем самым квазинейтральную область базы.

Если без учета заряда свободных носителей в ОПЗ коллекторного перехода ширина квазинейтральной области базы была  $W_{b0}$ , а ОПЗ коллекторного p-n-перехода занимала промежуток

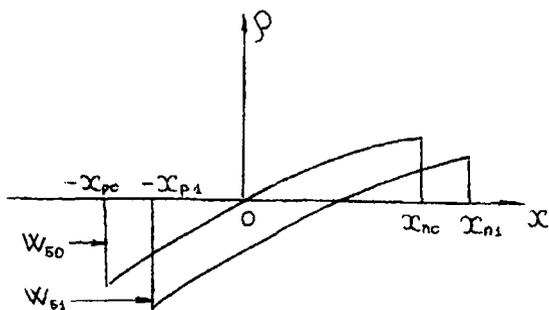


Рис.3.11. Изменение результирующей плотности примесной концентрации  $N_d(x) - N_a(x)$  в коллекторном p-переходе при учете большой плотности тока

от  $-x_{p0}$  до  $x_{p0}$ , то наличие этого заряда, с которым необходимо считаться при высоком уровне инжекции, увеличивает квазинейтральную область базы до величины  $W_{B1}$ , уменьшая часть ОПЗ коллекторного перехода со стороны базы на величину  $|x_{p0} - x_{p1}|$ . Увеличение ширины базы приводит к некоторым нежелательным эффектам: уменьшению коэффициента усиления по току, уменьшению граничной частоты работы транзистора и т.д.

Отклонение по току от простой модели Эберса-Молла связано с эффектом вытеснения тока эмиттера на край эмиттера. Остановимся подробнее на этом эффекте, анализируя влияние его на токораспределение в БТ, на примере транзистора с кольцевой базой (рис.3.12).

Ток базы основных носителей (рис.3.12, а, 1,2) на своем движении от базы к эмиттеру встречает различные сопротивления участков базы для различных линий плотностей тока (сопротивление базы  $r_{B1}$  линии тока 1, меньше, чем  $r_{B2}$  линии тока 2. Следовательно, как видно из рис. 3.12, в, для участка 1 часть напряжения  $U_{B1}$ , падающая на сопротивлении  $r_{B1}$ , меньше, чем для участка 2  $U_{B2}$ . Поэтому на этом участке 1 (край эмиттера) большая часть напряжения  $U_B$  будет приложена к p-n-переходу эмиттера.

Высота потенциального барьера уменьшена по отношению к величине барьера центральной части эмиттера, и инжекция у края эмиттера будет сильнее, чем в центре (см. рис.3.12, а). Соответствующее этому распределение плотностей эмиттерного и коллекторного тока показан на рис.3.10, б. Вытеснение тока эмиттера на край эмиттера усиливается с ростом напряжения смещения, и даже при абсолютно допустимых токах в случае равномерного их распределения наблюдаются локальные перегревы из-за описанного эффекта. По этой причине затруднен расчет значения сопротивления, которое бы имитировало омическое падение напряжения в базовой области. Для снижения сопротивления базы (для борьбы с вытеснением эмиттерного тока) в

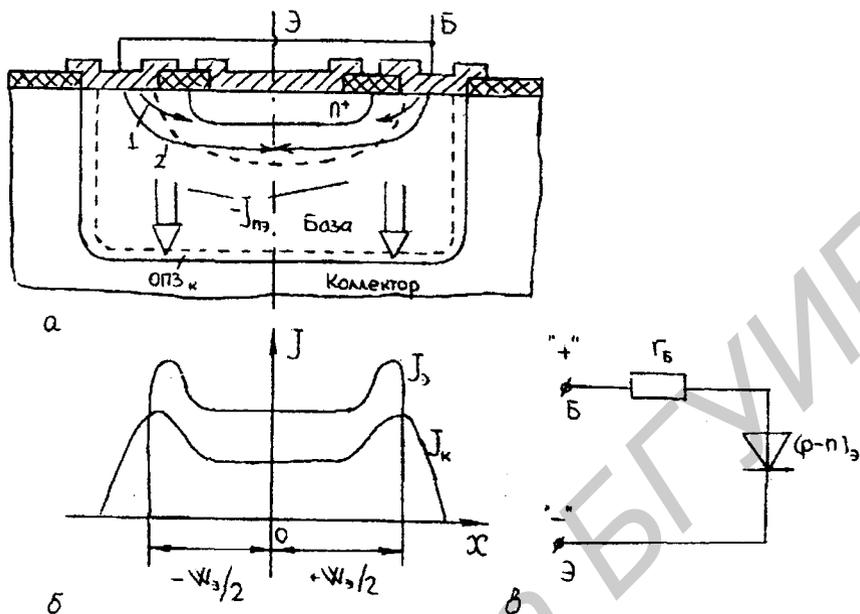


Рис.3.12. Схема, поясняющая эффект вытеснения эмиттерного тока:

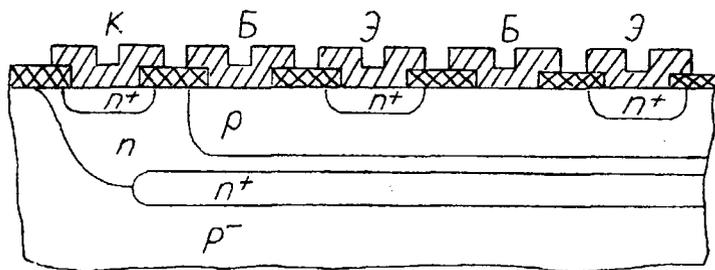
- а - сечение активной области транзистора, работающего в активном нормальном режиме;
- б - распределение плотностей эмиттерного и коллекторного токов по длине эмиттера;
- в - эквивалентная схема участка транзистора между выводами базы и эмиттера

мощных транзисторах базовые и эмиттерные контакты делают в виде больших гребенчатых структур (рис.3.13).

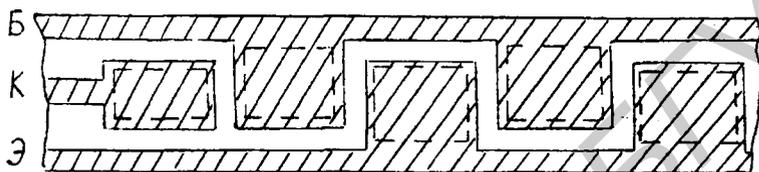
При описании работы БТ на основе его одномерной идеализированной модели (разд.3.1, 3.2) предполагалось, что функция коллекторного напряжения при работе БТ в активном нормальном режиме сводится к собиранию несосновных носителей, инжектированных эмиттером и проскочивших базу, обратносмещенным переходом. Но необходимо также учесть, что ширина ОПЗ обратносмещенного перехода зависит от величины приложенного напряжения (разд. 1.2). Это изменение ширины ОПЗ (а следовательно, и ширины квазинейтральной области базы) вносит свои коррективы в работу БТ. Модуляция ширины базы напряжением на обратносмещенном коллекторном переходе называется эффектом Эрли (по имени ученого Дж.Эрли, впервые исследовавшего это явление).

Действие эффекта Эрли проявляется в работе БТ в виде двух основных следствий.

Если БТ работает в активном нормальном режиме и напряжение  $U_{кб} < U$  увеличивается по



а



б

Рис.3.13. Мощный p-n-p-транзистор с гребенчатыми базовыми и эмиттерными контактами:  
а – разрез, б – вид сверху на металлизацию

### 3.5.2. Отклонение по напряжению

модулю, то коллекторный переход расширяется, база становится меньше и коэффициенты  $\alpha_N$  и  $\beta_N$  возрастают (3.5...3.16). А так как  $I_K = \alpha_N I_Э + I_{K0}$ , то возрастает ток коллектора при  $I_Э = \text{const}$ , что не учитывается моделью Эберса-Молла. Следовательно, учитывая эффект Эрли, коллекторный диод в схеме Эберса-Молла необходимо шунтировать сопротивлением, дифференциальное значение которого составляет  $r_K = -\frac{dU_{КБ}}{dI_K}$  при  $I_Э = \text{const}$ .

Зная (3.28), для активного режима получим

$$r_K = -\left(I_Э \frac{d\alpha_N}{dU_{КБ}}\right)^{-1} = -\left(I_Э \frac{d\alpha_N}{dW_Б} \frac{dW_Б}{dU_{КБ}}\right)^{-1} = \left(I_Э \frac{d\alpha_N}{dW_Б} \frac{dx_{дк}}{dU_{КБ}}\right)^{-1}, \quad (3.30)$$

где  $x_{дк}$  – ширина коллекторного перехода в базовой области;  $dx_{дк} = dW_Б$ .

Из (3.30) видно, что, во-первых, сопротивление  $r_K$  обратно пропорционально току эмиттера, а во-вторых, так как  $\frac{d\alpha_N}{dU_{КБ}}$  очень мало, сопротивление  $r_K$  велико.

При включении по схеме с ОЭ изменение напряжения  $U_{КБ}$  приводит к изменению коэф

фициента  $\beta_N$  и, следовательно, тока коллектора (3.16). Этот эффект эквивалентен шунтированию коллекторного перехода сопротивлением

$$r_k^* = - \left. \frac{dU_{кз}}{dI_k} \right|_{I_3 = \text{const}}$$

С учетом того, что  $dU_{кз} = U_{кб} - U_{эб} \approx dU_{кб}$ , т.к. изменение напряжения на открытом эмиттерном переходе мало, получим

$$r_k^* \approx - \frac{dU_{кб}}{dI_k} = \left[ I_B \frac{d\beta_N}{dW_B} \frac{dW_B}{dU_{кб}} \right]^{-1} = \left[ I_B (\beta_N + 1)^2 \frac{d\alpha_N}{dW_B} \frac{dW_B}{dU_{кб}} \right]^{-1} \quad (3.31)$$

Из (3.30) и (3.31) видно, что сопротивление коллекторного перехода  $r_k^* = \frac{r_k}{\beta_N + 1}$  при включении БТ по схеме с общим эмиттером в  $\beta_N + 1$  меньше сопротивления  $r_k$  БТ, включенного по схеме с ОБ; это отражается на наклоне выходных вольт-амперных характеристик (см. 3.1, б).

В задаче анализа и расчета схем интерес представляет напряжение Эрли, которое характеризует активный нормальный режим БТ в схеме с ОЭ. Проведя касательные к участкам графика  $I_k = f(U_{кз})$ , соответствующих активному режиму, приблизительно выбираем точку их пересечения с осью напряжений для некоторого диапазона смещений (рис.3.14, точка А).

Считая треугольники АОВ и ВСД подобными, можно записать, что  $ДС/СВ = ОВ/ОА$ . А так как  $ДС = \Delta I_k$ ,  $СВ = \Delta U_{кз}$ ,  $ОВ = I_k$ , а  $ОА = |U_A|$ , то можно записать

$$\frac{dI_k}{dU_{кз}} = \frac{1}{r_k^*} = \frac{I_k}{|U_A|}, \quad (3.32)$$

где  $U_A$  – напряжение Эрли.

Вторым следствием эффекта Эрли является существование в БТ внутренней обратной

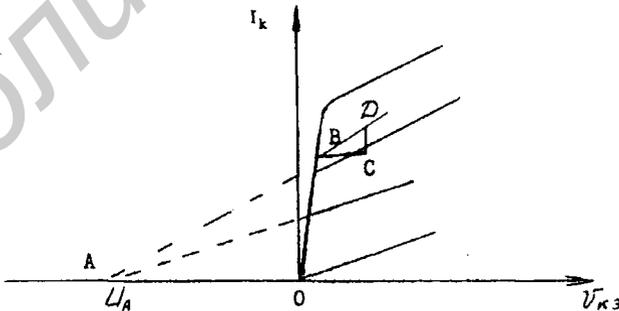


Рис. 3.14. Механизм определения напряжения Эрли

связи, которая проявляется в зависимости напряжения  $U_{эб}$  от  $U_{кб}$  при  $I_3 = \text{const}$  для схемы с

ОБ и зависимости  $U_{\text{БЭ}}$  от  $U_{\text{КЭ}}$  при  $I_{\text{Б}} = \text{const}$  для схемы с ОЭ и характеризуем

$$\text{коэффициентами } \mu_{\text{Б}} = \left. \frac{dU_{\text{БЭ}}}{dU_{\text{КЭ}}} \right|_{I_{\text{Б}} = \text{const}} \quad \text{и} \quad \mu_{\text{Б}} = \left. \frac{dU_{\text{БЭ}}}{dU_{\text{КЭ}}} \right|_{I_{\text{Б}} = \text{const}}$$

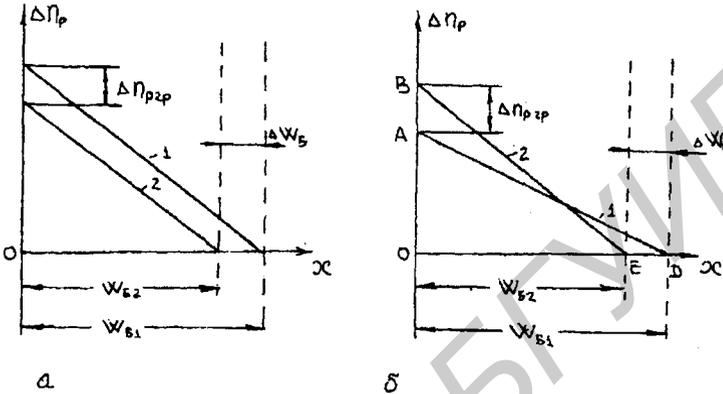


Рис.3.15. Механизм возникновения внутренней обратной связи под действием эффекта Эрли:  
а – ОБ,  $I_{\text{Б}} = \text{const}$ ; б – ОЭ,  $I_{\text{Б}} = \text{const}$ .

Механизм возникновения внутренней обратной связи под действием эффекта Эрли показан на графиках распределения неосновных носителей в базе бездрейфового п-р-п-транзистора активном нормальном режиме работы (рис.3.15, а) и ОЭ (рис.3.15, б)

При изменении напряжения  $U_{\text{КЭ}}$  или  $U_{\text{КЭ}} = U_{\text{КБ}}$  изменяется толщина базы и, как видно

рис.3.15, граничная концентрация неосновных носителей  $n_{\text{р2р}} = n_{\text{р0}} \exp\left(\frac{qU}{kT}\right)$

При  $I_{\text{Б}} = \text{const}$  (см. рис.3.15, а) получим

$$\mu_{\text{Б}} = \frac{dU_{\text{БЭ}}}{dU_{\text{КЭ}}} = \frac{dU_{\text{БЭ}}}{dn_{\text{р2р}}} \frac{dn_{\text{р2р}}}{dW_{\text{Б}}} \frac{dW_{\text{Б}}}{dU_{\text{КЭ}}};$$

учитывая, что

$$\frac{dU_{\text{БЭ}}}{dn_{\text{р2р}}} = \frac{kT}{qn_{\text{р2р}}} \quad \text{и} \quad \left. \frac{dn_{\text{р2р}}}{dW_{\text{Б}}} \right|_{dI_{\text{Б}}=0} = \frac{n_{\text{р2р}}}{W_{\text{Б}}},$$

получим

$$\mu = \frac{kT}{qW_{\text{Б}}} \frac{dW_{\text{Б}}}{dU_{\text{КЭ}}}$$

При  $I_{\text{Б}} = \text{const}$  должен сохраняться полный заряд избыточных неосновных носителей в б

зе  $Q_B = \frac{qS_3(n_{p2p} - n_{p0})W_B}{2}$ , т.с. при изменении  $U_{кз}$ , а следовательно,  $W_B$  площади треугольников ОАД и ОВЕ должны быть равны.

$$2Q_B = \frac{qS_3}{2} [dn_{p2p} W_B + (n_{p2p} - n_{p0})dW_B] = 0,$$

где  $S_3$  - площадь эмиттера.

$$\left. \frac{dn_{p2p}}{dW_B} \right|_{dI_3=0} = -\frac{n_{p2p} - n_{p0}}{W_B} \approx -\frac{n_{p2p}}{W_B} = -\left. \frac{\partial n_{p2p}}{\partial W_B} \right|_{dI_3=0}$$

Учитывая, что  $U_{БЭ} = -U_{ЭБ}$ , получим

$$\mu = \left. \frac{dU_{БЭ}}{dU_{кз}} \right|_{dI_3=0} \approx -\left. \frac{dU_{ЭБ}}{dU_{кз}} \right|_{dI_3=0} = \left. \frac{dU_{ЭБ}}{dU_{кз}} \right|_{dI_3=0}$$

Следовательно,  $\mu_3 = \mu_6$ . При увеличении обратного смещения на коллекторном переходе  $U_{кз}$  толщина базы уменьшится и напряжение  $U_{ЭБ}$ , судя по величине  $n_{p2p}$  (см. рис.3.15, а), уменьшится, препятствуя увеличению тока коллектора. Следовательно, обратная связь является отрицательной.

### 3.6. Статические ВАХ биполярного транзистора

Входные и выходные токи и напряжения биполярного транзистора  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $U_1$  и  $U_2$  наиболее удобно связать с помощью следующих выражений:

$$U_1 = f(I_1, U_2); \quad I_2 = f(I_1, U_2), \quad (3.34)$$

где  $I_1$ ,  $U_1$  - входные ток и напряжение;  $I_2$ ,  $U_2$  - выходные ток и напряжение.

Из выражения (3.34) получаем статические характеристики:

- $U_1 = f(I_1)_{U_2=const}$  - входная ВАХ;
- $I_2 = f(U_2)_{I_1=const}$  - выходная ВАХ;
- $U_1 = f(U_2)_{I_1=const}$  - характеристика обратной связи;
- $I_2 = f(U_2)_{U_1=const}$  - характеристика передачи тока.

В теории транзисторов наиболее часто используются первые две характеристики, и чаще всего входная статическая ВАХ анализируется как  $I_1 = f(U_1)_{U_2=const}$ .

### 3.6.1. Схема с ОБ

Аналитическое выражение для входной статической ВАХ БТ с ОБ  $I_3 = f(U_{эб})_{U_{кб} = \text{const}}$ , исходя из модели Эберса-Молла, а также с учетом изменения показателя экспоненты при малых высоких уровнях инжекции (влияние рекомбинационных токов в эмиттерном переходе и падения напряжения на сопротивлении базы) для активного нормального режима можно записать в

$$I_3 = I_{эс} \left( \exp \frac{qU_{э}}{nkT} - 1 \right) - I_{кэ} \alpha_1, \quad (3.35)$$

где коэффициент  $n \geq 1$ .

На рис.3.16, а представлена входная ВАХ для активного нормального режима БТ.

При уменьшении напряжения на коллекторе (увеличении обратного смещения) вследствие эффекта Эрли уменьшится напряжение  $U_{эб}$ . Следовательно, при увеличении по абсолютному значению коллекторного напряжения семейство входных характеристик смещается вправо.

Зная, что  $\alpha_N I_{эс} = \alpha_1 I_{кэ}$ , используя (3.35), выразим величину падения напряжения на прямосмещенном эмиттерном переходе:

$$U_3(U^*) = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{I_3}{I_{эс}} + 1 - \alpha_0 \right) \approx \frac{kT}{q} \ln \frac{I_3}{I_{эс}}. \quad (3.36)$$

Видно, что выражение (3.36) полностью совпадает с выражением (1.52), определяющим падение напряжения на прямосмещенном отдельно взятом p-n-переходе.

Дифференциальное входное сопротивление определим из упрощенной физической эквивалентной схемы БТ с ОБ на низкой частоте (рис.3.17). Полагаем, что коэффициент передачи тока эмиттера на НЧ  $\alpha_0 = \alpha_N$ .

Если обозначить  $i_3$  через "I", то  $i_k = \alpha_N$ , а  $i_e = 1 - \alpha_N$ :

$$r_{вх} = \frac{U_{вх}}{I_{вх}} = \frac{i_3 r_3 + i_e r_e}{i_3} = r_3 + \frac{r_e}{\beta_N + 1} \approx r_3.$$

Выходная характеристика (рис.3.16, б) имеет вид характеристики обратносмещенного p-n-перехода. Из модели Эберса-Молла с учетом реальных токов, протекающих в транзисторе, можно записать

$$I_k = \alpha_N I_3 + I_{кб0}, \quad (3.37)$$

где  $I_{кб0}$  – обратный ток коллекторного перехода, измеренный при "оборванном" эмиттере.

На выходной характеристике цифрами I, II и III обозначены области насыщения, активной нормальной работы и отсечки, соответственно. Напряжение, при котором области насыщения  $I_{кэ} \approx 0$ , соответствует величине приблизительно  $-U^*$  ( $\approx -0.7$  В).

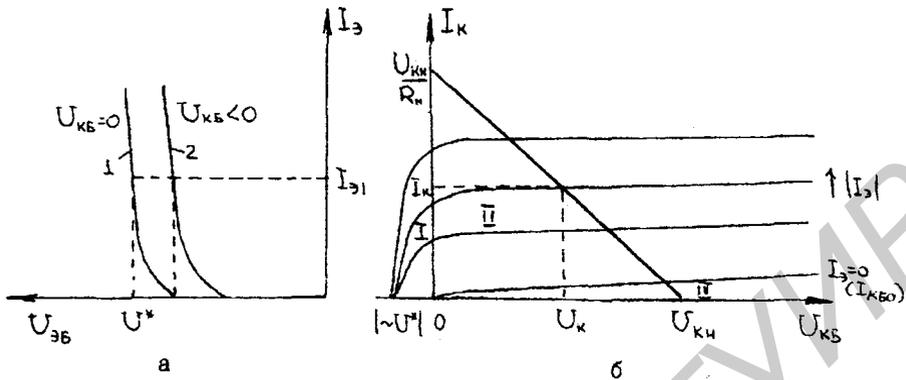


Рис.3.16. Статические ВАХ в схеме с ОБ: а – входная; б – выходная

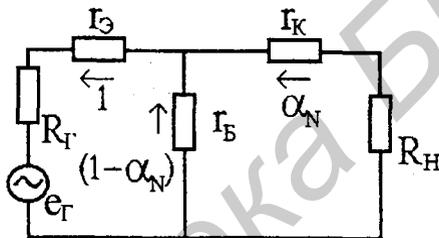


Рис.3.17. Физическая эквивалентная схема БТ с ОБ на низкой частоте:

$\epsilon_{Г}$ ,  $R_{Г}$  – э.д.с и сопротивление входного генератора, обеспечивающего ток эмиттера

При увеличении обратного смещения на коллекторе в активном нормальном режиме работы БТ (см. рис.3.16, б, область II) из-за эффекта Эрли (3.5.2) растет коллекторный ток. Величина дифференциального выходного сопротивления  $r_{к} = \frac{dU_{К}}{dI_{К}}$  (допустим, в точке А нагрузочной прямой) намного больше величины статического выходного сопротивления  $R_{кА} = \frac{U_{К}}{I_{К}}$ .

$$g_{к} = \frac{1}{r_{к}} = \frac{dI_{К}}{dU_{К}} = \frac{d\alpha_N}{dU_{К}} I_{Э} = \frac{d\alpha_N}{dW_{Б}} \frac{dW_{Б}}{dU_{К}} I_{Э}. \quad (3.38)$$

Если предположить, что эффективности эмиттера  $\gamma \approx 1$ , то согласно (3.5) для бездрейфового транзистора

$$\alpha_N \approx \alpha_T = 1 - 0.5 \frac{W_{Б}^2}{L^2}.$$

Следовательно,

$$\frac{d\alpha_N}{dW_B} = -\frac{W_B}{L^2} = -0.5 \frac{W_B^2}{L^2} \frac{2}{W_B} = -(1-\alpha_N) \frac{2}{W_B} \quad (3.39)$$

Ширина квазинейтральной области базы при увеличении коллекторного смещения уменьшается из-за расширения ОПЗ коллекторного перехода:  $\frac{dW_B}{dU_K} = -\frac{dx_{dk}}{dU_K}$ . Ширину ОПЗ можно записать как

$$x_{dk} = BU_K^m,$$

где  $B$  – постоянная величина;  $m = 1/2$  для резкого и  $1/3$  для плавного р-п-переходов.

$$\frac{dx_{dk}}{dU_K} = mBU_K^{m-1} = \frac{mx_{dk}}{U_K} \quad (3.40)$$

Подставляя (3.39) и (3.40) в (3.38), получим

$$g_K = \frac{1}{r_K} = (1-\alpha_N) \frac{2}{W_B} \frac{mx_{dk}}{U_K} I_3 \quad (3.41)$$

Зная, что  $1-\alpha_N = \frac{1}{1+\beta_N}$ , и полагая, что  $I_3 \approx I_K$ , получим

$$r_K = \frac{U_K}{I_K} (\beta_N + 1) \frac{W_B}{2mx_{dk}} \quad (3.42)$$

или

$$r_K = R_K (\beta_N + 1) \frac{W_B}{2mx_{dk}}.$$

Подставляя в (3.42) типовые значения входящих в выражение величин:  $W_B \approx 10x_d$ ,  $m \approx 1$ ,

$$\beta_N \approx 100, \text{ получим } r_K \approx 1000R_K.$$

### 3.6.2. Схема с ОЭ

Вид входной характеристики  $I_B = f(U_{БЭ})|_{U_{КЭ}=\text{const}}$  для этой схемы включения практически не отличается от схемы с ОБ, но, естественно, нужно учитывать, что по оси ординат откладывается ток базы, который в  $\beta_N + 1$  раз меньше тока эмиттера.

На входной ВАХ (рис.3.18, а) действие обратной связи, вызванное эффектом Эрли, проявляется в смещении характеристик  $I_B(U_{БЭ})$  в сторону больших значений  $U_{БЭ}$  при увеличении обратного смещения на коллекторном переходе  $U_{КЭ}$  (см. подразд.3.5.2).

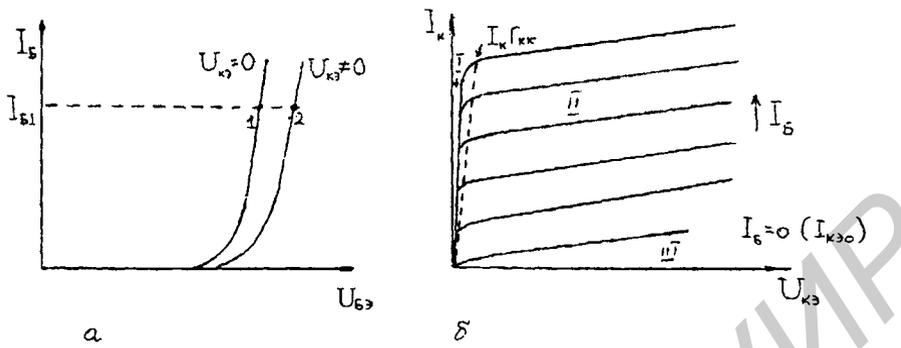


Рис.3.18. Статические ВАХ БТ в схеме с ОЭ:  
а – входная; б – выходная

Дифференциальное входное сопротивление  $r_{вх}$  определим из физической эквивалентной схемы БТ с ОЭ на низкой частоте (рис.3.19). Полагаем, что коэффициент передачи тока базы на НЧ  $\beta_0 = \beta_N$ :

$$r_{вх} = \frac{i_B r_B + i_E r_E}{i_B} = r_B + r_E (\beta_N + 1) \approx r_E \beta_N. \quad (3.43)$$

Следовательно, дифференциальное входное сопротивление БТ в схеме с ОЭ в  $\beta_N$  больше, чем с ОБ.

Все области работы БТ в схеме с ОЭ: I – насыщение, II – активной нормальной работы, III – отсечки – располагаются в одном квадранте.

Выражая из уравнений (3.19) для токов эмиттера и коллектора по модели Эберса-Молла величины напряжений на эмиттерном  $U_E$  и коллекторном  $U_K$  переходах, зная, что

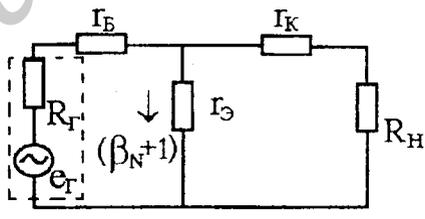


Рис.3.19. Физическая эквивалентная схема БТ с ОЭ на низкой частоте

$U_{КЭ} = U_K - U_E = -U_{ЭК}$ ,  $\alpha_N I_{ЭС} = \alpha_I I_{КС}$  и полагая, что  $(1 - \alpha_N) \rightarrow 0$ , для  $I_K = 0$  получим

$$U_{кЭнас} |_{I_{к=0}} \approx \frac{kT}{q} \ln \frac{1}{\alpha_1}. \quad (3.44)$$

Следовательно, область насыщения в отличие от схемы с ОБ лежит в том же квадранте, что и две другие области.

В реальном транзисторе область насыщения занимает несколько больший диапазон напряжений  $U_{кЭ}$ , чем тот, что выводится из модели Эберса-Молла. Необходимо учитывать падение напряжения в квазинейтральной области коллектора  $I_{к} r_{кк}$ . На рис.3.18, б прирост напряжения на транзисторе в режиме насыщения с учетом  $I_{к} r_{кк}$  обозначен штриховой линией. Как уже было показано в подразделе 3.5.2, выходное дифференциальное сопротивление  $r_{к}^*$  в схеме с ОЭ в  $\beta_N + 1$  раз меньше, чем в схеме с ОБ:

$$r_{к}^* = \frac{r_{к}}{\beta_N + 1} \approx \frac{r_{к}}{\beta_N}. \quad (3.45)$$

### 3.7. Зарядовая модель биполярного транзистора

Эта удобная для анализа времязависимых процессов модель основана на том, что при анализе работы БТ рассматриваются не напряжения, падающие на отдельных его участках, и не токи, протекающие в нем, а заряды, накапливаемые в отдельных его областях.

Напряжение смещения, приложенное к эмиттерному переходу, изменяет не только избыточный заряд электронов в квазинейтральной области базы  $Q_{нб}$ , но и заряд дырок  $Q_{рз}$ , инжектируемый в эмиттер, а также заряды, накопленные в барьерных емкостях эмиттерного  $C_{э}$  и коллекторного  $C_{к}$  переходов.

В активном нормальном режиме сумма величин зарядов  $Q_{нб} + Q_{рз}$  с ростом напряжения смещения увеличивается по соотношению

$$Q_{нб} + Q_{рз} = Q_N = Q_{N0} \left[ \exp \frac{qU_{кЭ}}{kT} - 1 \right], \quad (3.46)$$

где  $Q_N$  – сумма избыточных зарядов неосновных носителей в квазинейтральных областях эмиттера и базы для активного нормального режима БТ,  $Q_{N0}$  зависит от примесных профилей и конфигурации транзистора.

Заряд  $Q_N$  определяет величину коллекторного тока  $I_{к}$ :

$$I_{к} = \frac{Q_N}{\tau_{ан}}, \quad (3.47)$$

где  $\tau_{ан}$  – характеристическое время, близкое по смысловому значению ко времени пролета

носителей через базу  $t_{np}$  и несколько больше  $t_{np}$  по величине.

Если полагать, что  $Q_N \approx Q_{nb}$ , то  $\tau_{\alpha_N} \approx t_{np}$  и для случая равномерно легированной базы величина  $\tau_{\alpha_N}$  равна среднему времени диффузии неосновных носителей через базу

$$t_{np} = \frac{W_b^2}{2D_n}$$

Ток базы пропорционален скорости рекомбинации заряда  $Q_{nb}$  дырок в эмиттере:

$$I_b = \frac{Q_N}{\tau_{\beta_N}},$$

где  $\tau_{\beta_N}$  - время жизни неосновных носителей в базе в активном нормальном режиме работы транзистора. Если считать, что  $Q_N \approx Q_{nb}$ , то  $\tau_{\beta_N} \approx t_{np}$  и эффективность эмиттера  $\gamma$  стремится к единице, тогда  $\alpha_N \approx \alpha_T$  и в случае равномерного легирования базы :

$$\alpha_N \approx \alpha_T = 1 - \frac{W_b^2}{2\tau_n D_n} = 1 - \frac{W_b^2}{2L_n^2}. \quad (3.49)$$

Следовательно, если для транзистора с равномерно легированной базой воспользоваться выражениями (3.47) - (3.49), то получим

$$\frac{I_k}{I_b} = \frac{\tau_{\alpha_N}}{\tau_{\beta_N}} = \frac{t_{np}}{\tau_n} = \frac{2L_n^2}{W_b^2} = \frac{1}{1 - \alpha_N} \approx \beta_N.$$

Таким образом, отношение токов в БТ при анализе их с помощью зарядовой модели позволяет прийти к известным ранее соотношениям.

Зарядовая модель учитывает токи, текущие при временных изменениях накопленных зарядов, инжектированных в базу и эмиттер, а также при изменениях зарядов, накопленных в обедненных областях эмиттерного  $C_{jэ}$  и коллекторного  $C_{jk}$  переходов.

Зарядовая модель удобна в том случае, когда транзистор, переключаясь, проходит все возможные режимы работы: от режима отсечки до режима насыщения; так как во всех режимах присутствуют эффекты инжекции в р-п-переходах эмиттера и коллектора. По аналогии с величиной  $Q_N$  (3.46) накопленный заряд неосновных носителей в квазинейтральных областях базы и коллектора в инверсном активном режиме работы транзистора  $Q_1$  можно записать как

$$Q_1 = Q_{10} \left[ \exp\left(\frac{qU_{бк}}{kT}\right) - 1 \right].$$

Для интегральных транзисторов концентрация примесных атомов в базе около коллектора  $N_{бк}$  примерно равна, а может быть и меньше концентрации примеси в коллекторе  $N_k$ . Следо-

вательно, при инверсном включенном транзисторе коэффициент инжекции намного меньше, чем при прямом, и эффект накопления неосновных носителей в квазинейтральной области коллектора необходимо учитывать (рис.3.20).

Полная система уравнений для p-n-транзистора, учитывающая как прямое, так и инверсное включение транзистора, имеет вид

$$\begin{aligned} I_B &= \frac{dQ_N}{dt} + \frac{Q_N}{\tau_{\beta_n}} + \frac{dQ_I}{dt} + \frac{Q_I}{\tau_{\beta_n}} + \frac{dQ_{j\beta}}{dt} + \frac{dQ_{j\kappa}}{dt}; \\ I_K &= \frac{Q_N}{\tau_{\alpha_n}} - \frac{dQ_I}{dt} - \frac{Q_I}{\tau_{\alpha_n}} - \frac{Q_I}{\tau_{\beta_n}} - \frac{dQ_{j\kappa}}{dt}; \\ I_E &= \frac{dQ_N}{dt} - \frac{Q_N}{\tau_{\alpha_n}} - \frac{Q_N}{\tau_{\beta_n}} + \frac{Q_I}{\tau_{\alpha_n}} - \frac{dQ_{j\beta}}{dt}. \end{aligned} \quad (3.51)$$

Схема зарядовой модели, соответствующая системе уравнений (3.51), представлена на рис.3.21.

Уравнением (3.51) и рис.3.21 можно воспользоваться для анализа работы транзистора в активном нормальном режиме (для малых сигналов), убрав из них заряды и их изменение во времени, характерные для инверсного включения транзистора.

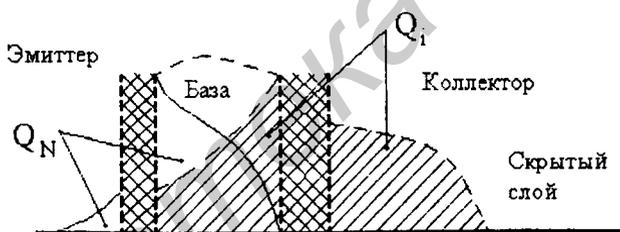


Рис. 3.20. Накопление зарядов в режиме насыщения в типовом интегральном транзисторе

### 3.8. Импульсные свойства БТ

#### 3.8.1. Переходные процессы при работе в режиме малого сигнала

Важным параметром БТ при анализе его импульсных и частотных свойств служит время пролета неосновных носителей через квазинейтральную область базы в активных режимах его работы. В современных конструкциях биполярных интегральных транзисторов эта величина представляет одно из важных ограничений на быстродействие. В разделе (3.7) показано, что при  $Q_N \approx Q_{\beta}$ ,

$$\tau_{\alpha_n} \approx t_{np} \text{ и для БТ с равномерно легированной базой время пролета равно } \frac{W_B^2}{2D_n},$$

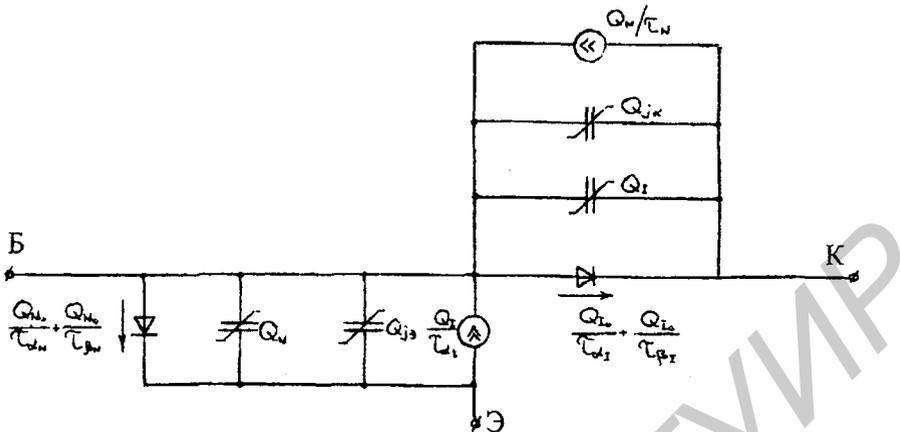


Рис. 3.21. Зарядовая модель биполярного транзистора для больших сигналов

которое при высоком уровне инжекции уменьшается до  $\frac{W_b^2}{4D_n}$ . Для транзистора с произвольным примесным профилем

$$t_{np} = \left[ D_n n^2 \exp\left(\frac{qU_{\text{бэ}}}{kT}\right) \right]^{-1} \int_0^{w_b} p dx \int_0^{w_b} \Delta n_p dx. \quad (3.52)$$

### 3.8.2. Импульсные свойства БТ при малом сигнале

Длительность переходных процессов БТ определяется прежде всего тем, по какой схеме включен транзистор: с общей базой или с общим эмиттером.

Пусть в момент времени  $t = 0$  на вход БТ, включенного по схеме с ОБ, подается отпирающий импульс тока  $I_{\text{к}}(I_{\text{э}})$ . Движение электронов, инжектированных в базу, после заряда барьерной емкости эмиттера будет осуществляться за счет диффузии (или диффузия + дрейф для дрейфового транзистора) от эмиттера к коллектору, и через время  $\tau_{\text{ан}}$  они достигнут ОПЗ коллектора. Из-за различия траекторий и скоростей электронов в базе БТ и рекомбинации части их с дырками происходит размытие фронта импульса тока коллектора (рис.3.22).

На этапе включения транзистора выражение для изменения тока коллектора с момента времени  $t = 0$  до момента достижения установившегося тока коллектора  $I_{\text{куст}} = \alpha_n I_{\text{э}}$  можно записать как

$$I_{\text{к}}(t) = \alpha_0 I_{\text{э}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{ан}}}\right) \right], \quad (3.53)$$

$$\text{где } I_3 = -Q_N \left( \frac{1}{\tau_{\alpha_n}} + \frac{1}{\tau_{\beta_n}} \right) \frac{dQ_N}{dt} - \frac{dQ_{j3}}{dt};$$

$\alpha_0$  – коэффициент передачи тока эмиттера на низкой частоте.

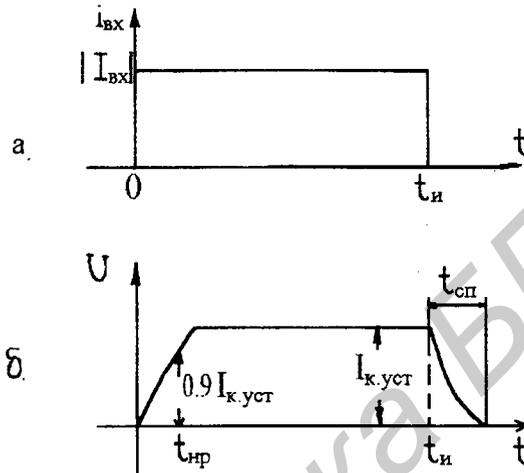


Рис. 3.22. Переходные процессы в БТ:

а – импульс входного тока; б – импульс тока коллектора

Длительность фронта тока коллектора (время нарастания  $t_{нр}$ ), определяемая на уровне  $0.9I_{к\text{уст}}$  из (3.53),  $t_{нр} = 2.3\tau_{\alpha_n}$

После выключения входного импульса  $t_n$ , ток коллектора уменьшается:

$$I_k(t) = \alpha_0 I_3 \tau_{\alpha_n}^{-1} \quad (3.54)$$

Рассмотрим переходные процессы в БТ с общим эмиттером. Введение в момент времени  $t = 0$  дырок в базу приводит к снижению потенциального барьера эмиттерного р-п-перехода, что вызывает инжекцию электронов из эмиттера в базу. В начальный момент времени на каждую дырку, поступающую в базу, приходится электрон и  $I_3 = I_5$ .

Избыточные дырки и электроны диффундируют к коллектору и разделяются на границе ОПЗ коллектора: электроны перебрасываются в коллектор, а дырки остаются в базе. Это приводит к дополнительному снижению потенциального барьера эмиттерного перехода и дальнейшему увеличению инжекции электронов и тока эмиттера. Неограниченному накоплению электронов в базе препятствует их рекомбинации с дырками. Выражение для тока базы из модели управления зарядами БТ можно записать как

$$I_B = \frac{Q_N}{\tau_{\beta N}} + \frac{dQ_N}{dt} + \frac{dQ_{j\beta}}{dt} + \frac{dQ_{jk}}{dt}. \quad (3.55)$$

Из уравнения (3.55) следует, что при заданном токе базы чем больше заряды избыточных электронов в базе и дырок в эмиттере (первый член уравнения), тем меньше скорость накопления зарядов электронов в базе и дырок в эмиттере (второй член уравнения). Таким образом, переходный процесс нарастания тока коллектора обусловлен рекомбинационными процессами в основном в базовой области. Поэтому длительность переходных процессов в транзисторе с ОЭ определяется главным образом непосредственно временем жизни электронов в базе.

На стадии включения БТ выражение для изменения тока коллектора с момента времени  $t = 0$  до момента достижения установившегося значения  $I_{куст} = \beta_N I_B$  можно записать как

$$I_K(t) = \beta_0 I_B \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\beta N}}\right) \right], \quad (3.56)$$

где  $\beta_0$  – коэффициент усиления по току на низкой частоте.

$$I_K(t) = \beta_0 I_B \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\beta N}}\right). \quad (3.57)$$

Время нарастания и спада связаны с постоянной времени соотношением

$$\tau_{нр} \approx \tau_{сп} \approx 2.3 \tau_{\beta N}.$$

Если коллектор подключен к источнику напряжения через нагрузочный резистор  $R_H$ , то нельзя пренебрегать изменением заряда, накопленного в ОПЗ коллекторного перехода  $\frac{dQ_{jk}}{dt}$ . В этом случае постоянная времени

$$\tau_{\beta N}^* = \tau_{\beta N} + (\beta_N + 1) R_H C_{jk}. \quad (3.58)$$

### 3.8.3. Импульсный режим работы БТ при большом сигнале

При работе в ключевом режиме, имеющем два состояния: "выключено" – область насыщения, переход БТ из одного состояния в другое осуществляется входным сигналом большой амплитуды. При этом используется схема включения БТ с ОЭ.

Пусть на вход БТ с ОЭ подан отпирающий импульс тока  $I_B$ , достаточный для перевода рабочей точки БТ в область насыщения. Ток коллектора в области насыщения

$$I_{кн} = \frac{E_K - U_{кэН}}{R_H} \approx \frac{E_K}{R_H}. \quad (3.59)$$

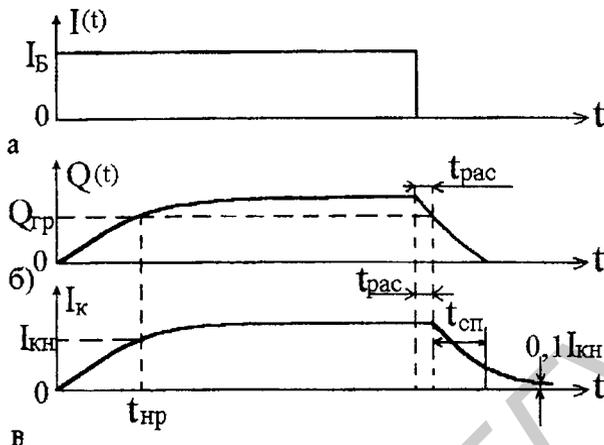


Рис.3.23. Переходные процессы в БТ при большом сигнале:

а – ток базы; б – заряд электронов в базе

На границе области насыщения и активной области ток базы  $I_B = \frac{I_n}{\beta}$ . Этому току соответствует граничный заряд электронов в базе и дырок в эмиттере  $Q_{tr}$  (рис.3.23).

Если  $I_B > I_{BH}$ , то в конце переходного процесса БТ окажется в режиме насыщения. Независимо от того, войдет транзистор в насыщение или нет, зависимость заряда от времени на стадии включения определяется выражением (3.59). Время перехода транзистора во включенное состояние можно разделить на три этапа: задержки, формирования фронта  $I_K$  и накопления избыточного заряда  $Q_N$ . Время задержки связано с временем пролета и зарядом  $C_{\beta}$  и  $C_{JK}$ .

Этап формирования фронта заканчивается, когда накопленный заряд  $Q_N = Q_{tr}$ . Если полагать, что  $Q_{tr} = I_{BN} \tau_{\beta N}$ , то время нарастания  $t_{np}$  (рис.3.24) равно

$$t_{np} = \tau_{\beta N} \ln \left( \frac{1}{1 - I_{BH} / I_B} \right). \quad (3.60)$$

Начиная со времени  $t_{np}$ , БТ входит в насыщение, и ток коллектора остается постоянным. Однако накопление заряда в БТ продолжается, пока заряд в базе не станет равным  $Q_{nb} = I_B \tau_{\beta N}$ . После выключения импульса базового тока начнется рассасывание накопленного заряда. Ток коллектора не меняется, пока  $Q_N > Q_{tr}$ :

$$t_{pac} = \tau_{\beta N} \ln \frac{I_B}{I_{BH}}. \quad (3.61)$$

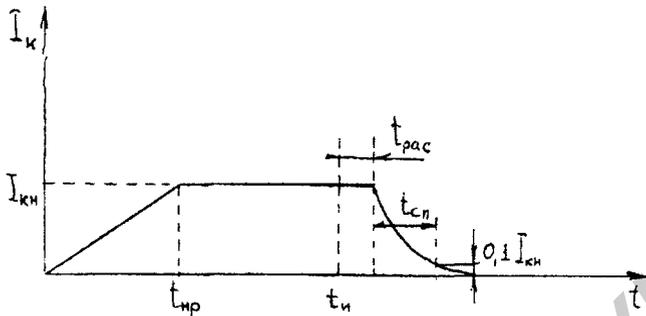


Рис.3.24. Форма импульса тока коллектора в режиме переключения при большом сигнале  
 Время спада (см. рис.3.24) определяется выражением

$$t_{\text{сп}} = \tau_{\text{pH}} \ln \frac{I_{\text{BH}}}{0.1 I_{\text{KH}}} \quad (3.62)$$

При наличии в цепи коллектора нагрузочного сопротивления вместо  $\tau_{\text{pH}}$  нужно подставлять

$$\tau_{\text{pH}}^* = \tau_{\text{pH}} + (\beta_N + 1) R_H C_{\text{жк}}$$

Во всех выводах этого раздела мы не учитывали избыточный заряд, который накапливается в режиме насыщения в коллекторной области (особенно в транзисторах с высоко-омным коллектором). В этом случае полный накопленный заряд становится суперпозицией зарядов, соответствующих прямому ( $Q_N$ ) и инверсному ( $Q_I$ ) активным режимам. В этом случае уравнения (3.57...3.60) остаются в силе, но токи эмиттера, базы и коллектора нужно рассчитывать исходя из выражения (3.49).

### 3.9. Физические эквивалентные схемы для малого сигнала

Транзисторы в схемах аналоговой техники (линейные усилители, частотные фильтры и т.д.) работают в активном нормальном режиме ( $U_{\text{эб}} > 0$ ,  $U_{\text{кб}} < 0$ ), причем изменение входного напряжения на эмиттерном переходе меньше теплового потенциала  $\varphi_T = kT/q$ . Транзистор, работающий в таких условиях, удобно анализировать с привлечением малосигнальной физической эквивалентной схемы, в которой все элементы являются линейными. Эти элементы моделируют конкретные физические процессы, происходящие в транзисторе, а их значения можно вычислить через электрофизические или топологические параметры транзисторной структуры.

Физическую малосигнальную эквивалентную схему транзистора можно построить таким образом, что она сможет описать его свойства для любой из известных схем включения, но, как

правило, для каждой схемы включения удобнее приводить свою конкретную эквивалентную схему.

На рис.3.25 представлена физическая малосигнальная схема транзистора с равномерно легированной базой при включении с ОБ, построенная на основе модели Эберса-Молла и учитывающая инерционные свойства коэффициента передачи эмиттерного тока путем задания функции  $\alpha(\omega)$ .

В схеме нет источника тока, моделирующего тепловой ток закрытого коллекторного перехода, так как она описывает только малые переменные составляющие токов и напряжений.

Дифференциальное сопротивление  $\Gamma_K$  и источник  $\mu_B \dot{U}_{КБ}$  связаны с эффектом Эрли (3.52). Сопротивление  $\Gamma_{КК}$  моделирует сопротивление квазинейтральной коллекторной области. Его нужно учитывать при анализе транзистора со слаболегированным коллектором. Эмиттерный вход заменен дифференциальным сопротивлением эмиттерного перехода  $r_3$ , значение которого может быть определено из (3.61) как

$$r_3 = \frac{kT}{qI_3}$$

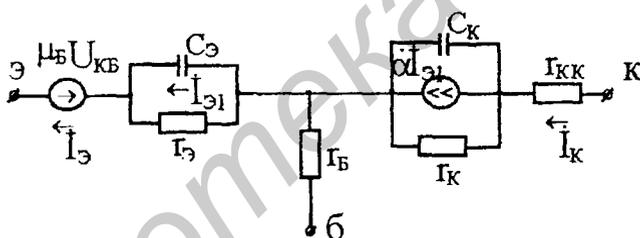


Рис.3.25. Малосигнальная физическая эквивалентная схема транзистора для включения с ОБ

Транзисторный эффект моделируется генератором тока  $\alpha \dot{I}_3$ . Причем в генераторе тока не учитывается та часть эмиттерного тока, которая проходит по барьерной емкости эмиттера  $C_Э$ , так как эта часть тока не связана с инжекцией, а следовательно, и с коллекторным током. Иногда барьерные емкости эмиттерного и коллекторного переходов суммируются с диффузионными емкостями.

На рис. 3.26 представлена малосигнальная физическая эквивалентная схема транзистора для включения с ОЭ.

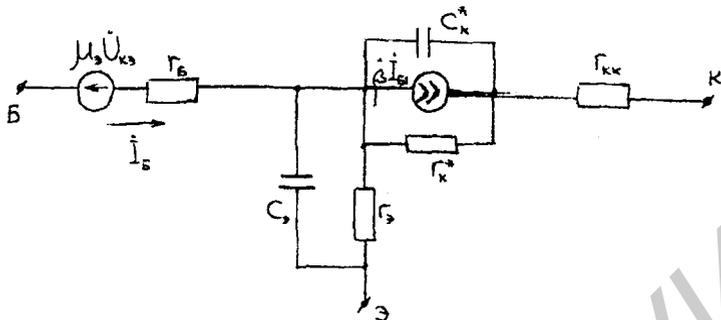


Рис. 3.26. Малосигнальная физическая эквивалентная схема для включения с ОЭ

Частотно-зависимый генератор тока  $\beta \dot{I}_{B1}$  модулирует транзисторный эффект. Величина тока  $\dot{I}_{B1} < \dot{I}_B$ , так как часть тока базы протекает через барьерную емкость эмиттерного перехода и не связана с инжекцией, а следовательно, и с коллекторным током.

Дифференциальное сопротивление коллекторного перехода в этой схеме включения транзистора в  $\beta + 1$  меньше, чем в схеме с ОБ (3.31), а так как коэффициент усиления по току частотно-зависимый элемент, то величина ГК будет зависеть от частоты

$$r_k^* = \frac{r_k}{\beta_N + 1}.$$

Емкость коллекторного перехода найдем, выразив  $r_k^*$  и  $C_k^*$  через  $z_k^*$ :

$$z_k^* = \frac{z_k}{1 + \beta} = \frac{r_k^*}{1 + j\omega r_k^* C_k^*},$$

$$\text{где } C_k^* = C_k (1 + \beta).$$

Таким образом, в схеме с ОЭ реактивная проводимость коллекторов, так же как и активная, возрастает примерно в  $\beta_0$  раз. Это можно объяснить тем, что реактивный ток основных носителей, втекающий в базу через барьерную емкость коллекторного перехода, вызывает примерно в  $\beta_0$  раз больший ток электронов через эмиттер. В схеме с ОЭ в связи с этим ухудшаются частотные свойства за счет увеличения примерно в  $\beta_0$  раз постоянной времени цепи обратной связи

$$\tau_n^* = C_k^* (r_B + r_{KK} + R_N),$$

где  $R_N$  – сопротивление нагрузки;  $r_{KK}$  – сопротивление квазинейтральной области коллектора.

### 3.10. Характеристические частоты транзистора

Частотные свойства БТ связаны с физической структурой транзистора через время задержки неравновесного заряда, переносимого от эмиттера к коллектору  $t_{эк}$ .

Время задержки в каждой из пяти областей транзистора квазинейтральных областей транзистора (квазинейтральных областей эмиттера, базы и коллектора и двух областей обедненных слоев) складывается в результирующее время установления коллекторного тока.

Предельная частота (частота отсечки) БТ – частота, на которой модуль коэффициента усиления по току в режиме короткого замыкания схемы с ОЭ равен 1, определяется как

$$f_T = \frac{1}{2\pi t_{эк}}, \quad (3.64)$$

где  $t_{эк}$  – суммарное время задержки сигнала, характеризующее последовательные фазы движения носителей от эмиттера к коллектору,

$$t_{эк} = \tau_э + t_б + \tau_к + t_{жк}. \quad (3.65)$$

В квазинейтральных областях эмиттера и коллектора механизм проводимости подобен проводимости в металлическом проводнике n-типа со временем максвелловской релаксации:

$$t_{оэ} \approx t_{ок} = \tau^* = \frac{\epsilon\epsilon_0}{\delta_r} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{q\mu_n N_d}.$$

Для типовых значений  $N_d$  и  $\mu_n$  величина  $\tau^*$  лежит в пределах  $10^{-13}$  К  $10^{-14}$  с и в выражении (3.65) не учитывается.

Время установления напряжения на эмиттерном переходе равно постоянной времени

$$\tau_э = r_э (C_{jэ} + C_n), \quad (3.65)$$

где  $r_э$ ,  $C_{jэ}$  – дифференциальное сопротивление и емкость обедненного слоя эмиттерного перехода;  $C_n$  – паразитные емкости, связанные с базовым выводом.

Чаще всего при расчете величины  $f_T$  это время определяется как  $r_э C_{jэ}$ ; учитывается в основном в микрорежиме, так как величина  $r_э$  обратно пропорциональна эмиттерному току.

Время задержки в области базы  $t_б$  определяется временем установления стационарного заряда  $Q_{об}$  или градиента концентрации  $dn/dx$ . Минимальное значение времени задержки имеем при управлении транзистора эмиттерным током (схема с ОБ), и оно равно времени пролета  $t_{np}$ .

Для транзистора с равномерно легированной базой  $t_{np} = \frac{W_б^2}{nD}$ , а для дрейфового транзистора с

линейным распределением примеси  $t_{np} = \frac{W_б^2(m-1)}{nDm^2}$ ,

где  $m$  – дрейфовый коэффициент.

Для транзистора с произвольным примесным профилем в базе

$$t_{np} = \left[ D_n n_i^2 \exp \frac{U_{\text{эб}}}{kT} \right]^{-1} \int_0^{W_b} \Delta n_p dx \int_0^{W_e} p dx.$$

Диффузионная емкость эмиттера  $C_D$  записывается как

$$C_D = \frac{dQ_{\text{инж}}}{dU_3} \approx \frac{dQ_{\text{эб}}}{dU_3}.$$

Учитывая выражение (3.45) и полагая, что  $Q_n \approx Q_{\text{эб}}$ ,  $I_k \approx I_3$  и  $\tau_{\text{ан}} \approx t_{np}$ , получим

$$t_{np} = r_3 C_D.$$

Следовательно, окончание зарядки диффузионной емкости эмиттера через дифференциальное сопротивление  $r_3$  сигнализирует об окончании формирования коллекторного импульса тока.

Моделирование диффузионного процесса с помощью  $C_D r_3$  позволяет получить простые выражения для некоторых характеристических частот транзистора.

В схеме с ОБ для цепи заряда емкости  $C_D$  (рис. 3.27) справедливы отношения

$$i_{\text{вх}} = i_c + i_3 = j\omega C_D U + \frac{U}{r_3} \quad \text{и} \quad \frac{i_3}{i_{\text{вх}}} = \frac{i_3}{i_3 + i_c} = \frac{1}{j\omega C_D r_3}. \quad (3.67)$$

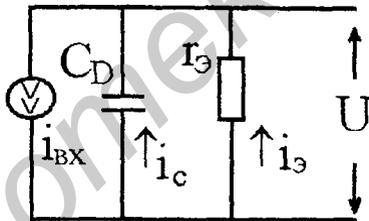


Рис. 27. Схема, моделирующая диффузионный механизм передачи тока

Электронный ток инжекции эмиттера  $i_3$  связан с коллекторным током известным соотношением  $i_3 = i_k / \alpha_0$ ; подставляя значение  $i_3$  в (3.67), получим

$$\alpha(j\omega) = \frac{i_k}{i_{\text{вх}}} = \frac{\alpha_0}{1 + j\omega t_{np}} = \frac{\alpha_0}{1 + j(\omega/\omega_\alpha)}, \quad (3.68)$$

где  $\omega_\alpha = 1/t_{np}$  – граничная частота в схеме с ОБ или частота, на которой модуль коэффициента передачи тока эмиттера  $|\alpha|$  уменьшается в  $\sqrt{2}$  раз по сравнению со своим низкочастотным значением. Это соотношение легко получить из амплитудно-частотной характеристики, выражение (3.66):

$$|\alpha(\omega)| = \frac{\alpha_0}{[1 + (\omega/\omega_\alpha)^2]^{1/2}}$$

Из (3.68) видно, что при  $\omega = \omega_\alpha$

$$|\alpha(\omega)| = \frac{\alpha_0}{\sqrt{2}}$$

Используя (3.66) для схемы с общим эмиттером, можно записать

$$\beta(j\omega) = \frac{\alpha(j\omega)}{1 - \alpha(j\omega)} = \frac{\beta_0}{1 + j(\omega/\omega_\beta)}, \quad (3.69)$$

где с учетом (3.69),  $\omega_\beta = (1 - \alpha_0/t_{np}) \approx 1/\tau_n$  – граничная частота в схеме с ОЭ или частота, на которой модуль коэффициента передачи тока базы  $|\beta|$  уменьшится в  $\sqrt{2}$  раз по сравнению со своим низкочастотным значением.

В кремнии, а тем более в арсениде галлия подвижность электронов велика, поэтому средняя длина свободного пробега  $l$  будет того же порядка или больше ширины обедненной области р-п-перехода. В этом случае электроны (дырки) будут проходить ОПЗ со скоростью, близкой к скорости насыщения  $v_s = 10^7$  см/с, а время пролета можно рассчитать как  $\sim x_d/2v_s$ .

Так как эмиттер и база около эмиттера сильно легированы, а эмиттерный переход смещен в прямом направлении, то ширина  $x_d$  мала и время пролета  $t_{j3} = x_{d3}/2v_s$  можно не учитывать.

Иногда учитывается время пролета носителей через коллекторный переход:

$$t_{jk} = \frac{x_{dk}}{2v_s}. \quad (3.70)$$

Время установления напряжения на коллекторном р-п-переходе не определяет времени установления коллекторного тока, так как он задается током эмиттера и практически не зависит от напряжения на коллекторе. Дифференциальное сопротивление коллектора в режиме короткого замыкания на выходе не оказывает влияния на постоянную заряда барьерной емкости коллектора, которая определяется соотношением

$$\tau_k = r_b C_{jk}$$

или

$$\tau_k = C_{jk} (r_b + r_{kk}), \quad (3.71)$$

если анализировать частотные свойства транзистора с высокоомным коллектором.

Суммарное время задержки при пролете носителей от эмиттера к коллектору равно

$$t_{эк} = \frac{(C_{j3} + C_n)kT}{qI_3} + t_{np} + \frac{x_{dn}}{2v_s} + C_{jk} (r_b + r_{kk}). \quad (3.72)$$

Максимальной частотой  $f_{\max}$  называют частоту, на которой коэффициент усиления по мощности равен 1. Таким образом, при частоте  $f \geq f_{\max}$  транзистор становится пассивным элементом:

$$f_{\max} = \left[ \frac{\alpha_0 f_T}{8\pi f_c C_{jk}} \right]^{1/2} \quad (3.73)$$

Рис.3.28 дает представление о соотношении величин характеристических частот транзистора  $f_T$ ,  $f_\alpha$  и  $f_\beta$ .

Полагают, что справедливо соотношение

$$f_T \approx \alpha_0 f_\alpha \approx \beta_0 f_\beta. \quad (3.74)$$

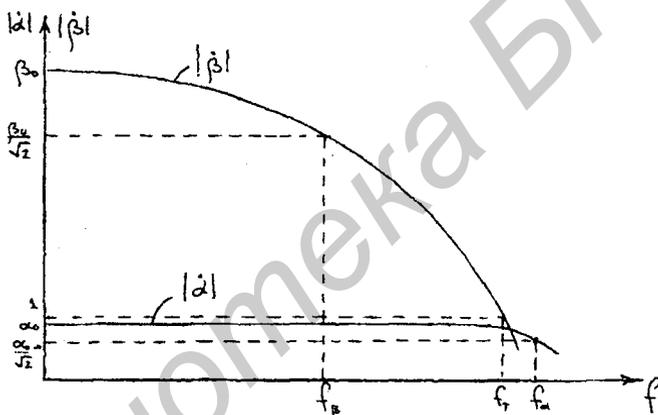


Рис.3.28. Характеристические частоты биполярного транзистора

### 3.11. Пробой транзистора

Пробой биполярного транзистора, если не учитывать резко встречающийся пробой эмиттерного р-п-перехода, можно охарактеризовать тремя физическими механизмами:

- смыкание коллекторного и эмиттерного р-п-переходов;
- лавинный пробой коллекторного р-п-перехода;
- вторичный пробой.

Первый вид пробоя – смыкание коллекторного и эмиттерного р-п-переходов обусловлен эффектом Эрли (см.3.5.2), то есть расширением ОПЗ коллекторного р-п-перехода при увеличении коллекторного напряжения. Если база высокоомна, то ОПЗ коллектора расширяется в основном в сторону базы и если база очень тонкая (десятые доли микрона, что характерно для СВЧ

транзисторов), при определенном напряжении на коллекторе может наступить момент, когда ОПЗ коллекторного перехода сожмется с ОПЗ эмиттерного перехода (рис.3.29).

Так как в схеме с ОБ  $\alpha_N = \frac{I_K}{I_B}$ , а ток базы  $I_B = 0$  и  $I_K = I_E$  то  $\alpha_N = 1$ . Таким образом, в схеме ОБ при напряжении на коллекторе, равном напряжению смыкания  $U_K = U_{CM}$ , коэффициент передачи постоянного эмиттерного тока равен единице. В схеме ОЭ  $\beta_N = \frac{I_K}{I_B} \rightarrow \infty$ .

Следовательно, в схеме ОЭ в этом случае коэффициент передачи тока базы стремится к бесконечности.

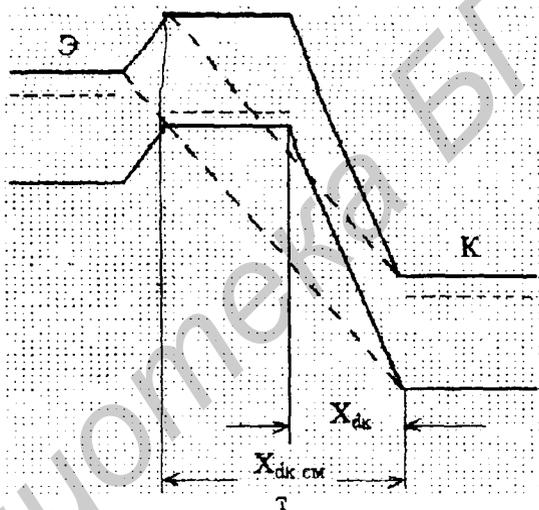


Рис. 3.29. Механизм смыкания эмиттерного и коллекторного переходов

В предположении резкого коллекторного р-п-перехода ширина ОПЗ определяется как

$$x_{dk} = \left( \frac{2\epsilon\epsilon_0 U_K}{qN_B} \right)^{1/2}.$$

При  $U_K = U_{CM}$ ,  $x_{dk} = W_B$ , следовательно,

$$U_{CM} = \frac{W_B^2 q N_B}{2\epsilon\epsilon_0}.$$

Величины напряжений лавинного пробоя транзисторов, построенных по схемам ОБ и ОЭ, отличаются во много раз, что определяется механизмом стока дырок (случай п-р-п-транзистора), попадающих в область базы при лавинном умножении носителей в коллекторном р-п-переходе.

Рассмотрим два крайних случая подключения электродов БТ для величин пробивных напряжений. Если база заземлена, а эмиттер отключен, то лавинный процесс в коллекторном переходе полностью определяется процессами, происходящими в отдельном р-п-переходе, а величина напряжения определяется как напряжение лавинного пробоя отдельно взятого р-п-перехода (см. 1.11.1).

Если эмиттер заземлен, а база отключена, то дырки, попадающие в область базы из коллекторного р-п-перехода при лавинном умножении, не могут выйти в общий вывод и накапливаются в базе. Это приводит к понижению высоты потенциального барьера эмиттерного перехода и дополнительной инжекции электронов в базу. Дополнительный поток электронов в коллекторном переходе вызывает дополнительные акты ударной ионизации, то есть вызывает дополнительное количество дырок, которые втягиваются в базу, и т.д.

В качестве электрического параметра режима пробоя БТ в схеме ОЭ в отечественной литературе введено граничное напряжение  $U(L)_{кз0}$  (в иностранной литературе  $BU_{CE0}$ ) – это напряжение между коллектором и эмиттером при протекании через транзистор заданного тока коллектора и при токе базы, равном нулю. Исходя из определения величину  $U(L)_{кз0}$  можно выразить через  $U_{кбпр}$ .

Известно, что коэффициент передачи тока эмиттера  $\alpha_N = \gamma_{\alpha} M$ . Считая, что в активном режиме работы БТ  $M = 1$ , имеем  $\alpha_N = \gamma_{\alpha}$ . В режиме пробоя  $M > 1$ , и при каком-то значении  $M$  величина может быть равна 1. Следовательно, при этом значении величины коллекторного напряжения ток базы равен нулю.

Известно, что  $M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{кбпр}}\right)^n}$ .

При  $\alpha_N M = 1$   $U = U(L)_{кз0}$ , следовательно,

$$1 = \frac{\alpha_N}{1 - \left[\frac{U(L)_{кз0}}{U_{кбпр}}\right]^n} \quad \text{или}$$

$$U(L)_{кз0} = U_{кбпр} \sqrt[n]{1 - \alpha_N}. \quad (3.76)$$

Чаще для определения величины  $U(L)_{кз0}$  используют эмпирическое выражение

$$U(L)_{кз0} = \frac{U_{кбпр}}{N \sqrt{\beta_N}}, \quad (3.77)$$

где  $N = 4K5$ .

Если после развития лавинного пробоя в коллекторном переходе не ограничивать ток пробоя, то это приведет к тепловой неустойчивости, которая известна как вторичный пробой. ВАХ вторичного пробоя, как и любого теплового пробоя, имеет участок отрицательного дифференциального сопротивления [9].

При прямом смещенном эмиттере  $n$ - $p$ - $n$ -транзистора управляющий ток в базе протекает под эмиттером по направлению к базовому контакту, приводя к эффекту отсеснения тока эмиттера на край эмиттера. Ток может оказаться сконцентрированным на сравнительно малой площади с плотностью, достаточно высокой для того, чтобы инициировать тепловую неустойчивость и вторичный пробой. Такая ситуация может иметь место из-за существования неоднородностей в области  $p$ - $n$ -перехода эмиттер-база. Шнурование тока может иметь место при соответствующих условиях даже в совершенном материале; оно возникает при более низких плотностях тока при наличии в кристалле точечных дефектов.

### 3.12. Тип структур биполярных СВЧ-транзисторов

Оптимальной для маломощного транзистора в СВЧ-диапазоне считается гребенчатая конфигурация (рис.3.13, а, б). Использование чередующихся близко расположенных полос эмиттера и базы сводит к минимуму сопротивление базы, а следовательно, и к минимуму эффект высокочастотного вытеснения тока эмиттера на край эмиттера, а также уменьшает влияние поверхности на процессы генерации-рекомбинации. Например, сужение эмиттерных полос от 10 до 1,5 мкм и увеличение их числа от одной до 12 позволяют получить коэффициент шума  $K_{ш} < 5$  дБ на частоте 4 ГГц вместо  $K_{ш} < 6$  дБ на частоте 1 ГГц. При создании транзисторной структуры с оптимальным сочетанием высокого значения рабочей частоты  $f$  и низкого значения  $\gamma_b$  важную роль играет глубина залегания коллекторного перехода. Уменьшение ее с 0,6 до 0,3 мкм ведет к уменьшению  $\gamma_b$  примерно на 30%. Расширение возможностей управления распределением примесей в структуре транзистора было достигнуто в результате применения технологий ионной имплантации. Глубина залегания коллекторного перехода составляет около 0,2 мкм. Метод ионной имплантации позволил получить базу толщиной 0,05 мкм с сопротивлением, меньшим, чем в диффузионном транзисторе. Дальнейшее уменьшение размеров  $p$ - $n$ -переходов позволяет снизить емкость перехода, но приводит к возрастанию сопротивления контактов и коэффициентов шума.

В мощных СВЧ-транзисторах используется многоэмиттерная структура в виде отдельных узких прямоугольных диффузионных полосок, электрически связанных общей эмиттерной металлизацией, или сетчатая топология эмиттера. Это делается для того, чтобы уменьшить плотность тока, свести до минимума эффект расширения базы и обеспечить максимальное значение полосы пропускания. Производство коэффициента усиления на ширину полосы пропускания бу-

дет также увеличиваться при уменьшении входной емкости эмиттера  $C_{эв}$ , время заряда которой влияет на общее время задержки. То же самое можно сказать и о емкости коллекторного перехода  $C_k$ . Требование уменьшения площади эмиттера приводит к очень большой величине отношения периметра эмиттера к его площади. С другой стороны, уменьшение площади коллектора влечет за собой резкое увеличение периметра эмиттера к площади базы.

Увеличение отношения периметра эмиттера к площади базы при использовании полосковой геометрии дискретных эмиттеров достигается значительным сужением ширины полосок и уменьшением расстояния между ними. Длина полосковых эмиттеров должна быть в общем случае небольшой для того, чтобы падение напряжения вдоль покрывающих их полосок металлизации было мало ( $< \frac{kT}{q}$ ). В противном случае будет иметь место существенно неоднородная инжекция эмиттерного тока вдоль каждой полоски, которая приводит к тому, что плотность тока в начале эмиттерных полосок (в той части, где все они объединяются общей металлизацией) будет значительно выше, чем в конце полосок. В результате полезный периметр эмиттерной области будет использоваться не полностью. Кроме того, это может явиться дополнительной причиной перераспределения тока в транзисторной структуре и появления термической неустойчивости. Среди всех конструкций, удовлетворяющих этим требованиям, выделяются конструкции типа «оверлей» – с базой в виде сетки и типа «мэш» – с эмиттером-сеткой. Эти конструкции дают возможность введения балластных сопротивлений в эмиттерные цепи, обеспечивая хорошее распределение тока на высоких частотах и уменьшение емкостей.

Структура типа «оверлей» схематически представлена на рис.3.30, 3.31. Как показано на этих рисунках, эмиттер состоит из множества дискретных элементов, соединенных параллельно тонкой полосой металлизации, перекрывающей все элементы. Выходы базы на поверхность под металлический контакт изображены в виде сетки из полученных методом диффузии р-элементов. Между п-эмиттерами и слоем эмиттерной металлизации размещаются балластные сопротивления, представляющие собой поликремниевый проводящий слой. Каждый эмиттер имеет отдельное балластное сопротивление, чтобы обеспечить однородное распределение тока на радиочастотах и исключить тем самым опасность возникновения «горячих» точек.

Мэш-структура (рис.3.32) по своей геометрии как бы «обратна» оверлей-конструкции: выходы п-эмиттера представляют собой сетку, а базовые р- контакты – множество дискретных элементов. Каждая из структур имеет свои достоинства и недостатки. Технологический цикл изготовления мэш-структуры, например, короче, чем цикл оверлей-структуры. Ток управления для обоих типов структур равен примерно  $0,5 \text{ А}\cdot\text{см}^{-1}$ . В настоящее время кремниевые СВЧ-транзисторы используются, главным образом, на частотах ниже 4 ГГц; на частотах выше 4 ГГц

применяются транзисторы на основе GaAs.

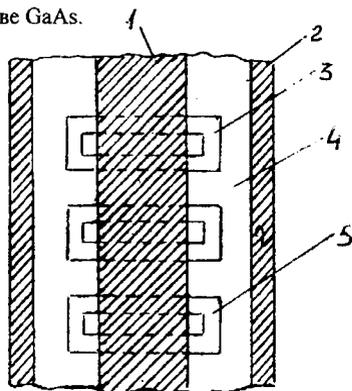


Рис.3.30. Транзистор типа оверлей

1 - слой металлизации эмиттера;

2 - слой металлизации базы;

3 -  $n^+$ -эмиттер; 4 -  $p^+$ -сетта;

5 -  $p$ -база

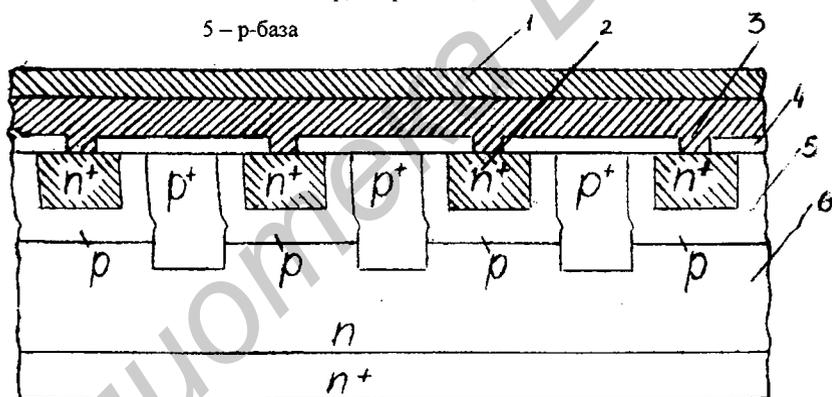


Рис.3.31. Поперечное сечение транзистора типа оверлей

1 - слой металлизации эмиттера;

2 -  $n^+$ -эмиттер;

3 - поликристаллические балластные эмиттеры;

4 - оксид;

5 -  $p$ -база;

6 - коллектор

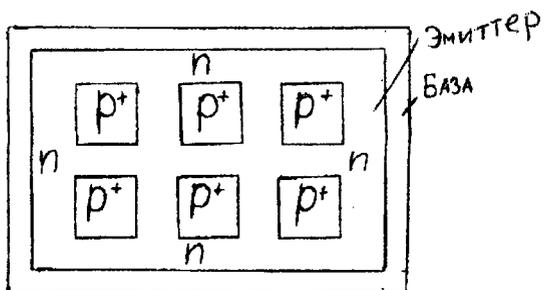


Рис. 3.32. Структура транзистора МЭШ-типа

Библиотека БГУИР

### Контрольные вопросы

1. О чем говорит направление стрелки эмиттера (от базы или к базе) в p-p-n- и p-n-p-транзисторах?
2. В каких режимах может работать транзистор?
3. Является ли биполярный транзистор обратимым прибором? Почему?
4. По каким причинам в базе транзистора возникает электрическое поле?
5. Почему транзистор, включенный по схеме с общим эмиттером, может обеспечить усиление по току?
6. Почему один из режимов работы назван «режим насыщения»? Что насыщается? Почему?
7. Какие составляющие образуют ток базы?
8. Какие физические процессы происходят в транзисторе при его пробое?
9. Как и почему коэффициент передачи тока эмиттера зависит от величины постоянного тока эмиттера?
10. Как объяснить вид выходных статических ВАХ транзистора, включенного по схеме с общей базой или общим эмиттером?
11. Что такое «эффект Эрли»? Какими свойствами он обладает?
12. Что такое «эффект Кирка»? Как влияет этот эффект на величины коэффициента передачи тока и частоту отсечки?

## 4. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

### 4.1. Общие сведения

Вне зависимости от конструкторских и технологических особенностей полевые транзисторы (ПТ) включают в себя проводящий канал, изготовленный из полупроводника *n*- или *p*-типа, и три, а иногда и четыре омических контакта для подключения к внешней цепи электродов: истока, стока, затвора и подложки. Со стороны истока основные для областей истока, канала и стока свободные носители входят в канал, а со стороны стока — выходят из канала в нагрузку.

Затвор располагается между истоком и стоком, и с его помощью осуществляется модуляция проводимости канала. Ток в цепи, образованной проводящим каналом, нагрузкой  $R_n$  и источником питания, изменяется в соответствии с управляющим напряжением на затворе.

В зависимости от конструкции затвора полевые транзисторы можно разбить на две группы. В первую группу включают ПТ, проводимость канала которого модулируется изменением его сечения путем расширения (сужения) ширины обедненного слоя *p*-*n*-перехода или обедненного слоя контакта металл - полупроводник (МЭП-транзисторы, у которых в качестве управляющей области используется диод Шоттки). Полевые транзисторы этой группы называют еще канальными транзисторами.

Ко второй группе ПТ относятся транзисторы, у которых затвор представляет собой металлический электрод или сильнолегированный поликремний, изолированный от проводящего канала тонкой пленкой диэлектрика. Полевые транзисторы этой группы получили сокращенное наименование МДП (металл - диэлектрик - полупроводник) или МОП-транзисторов (металл - оксид - полупроводник), так как чаще всего в качестве диэлектрика используется двуокись кремния.

В обеих группах ПТ могут быть *p*- и *n*-канальные транзисторы в зависимости от типа электропроводности проводящего канала. Причем в транзисторах первой группы тип канала совпадает с типом электропроводности подложки, а во второй — противоположен ему.

В группе канальных ПТ наряду с наиболее распространенным нормально открытым транзистором, т.е. прибором, в котором проводящий канал существует при нулевом напряжении на затворе, в маломощных ВЧ-схемах нашел применение нормально закрытый ПТ, в котором канал настолько узок, что при  $U_z = 0$  обедненный слой *p*-*n*-перехода или контакты металл - полупроводник перекрывают его и проводимость канала изменяется при уменьшении ширины обедненного слоя.

В группе МОП-транзисторов широко используются две их разновидности: МОП-транзисторы с индуцированным каналом (работающие в режиме обогащения) и МОП-

транзисторы со встроенным каналом (работающие в режиме обеднения). В первом типе приборов этой группы отсутствует проводящий канал при нулевом напряжении на затворе, и транзистор открывается (начинает проводить) при напряжении на затворе, равном пороговому, при котором индуцируется канал. Второй вид МОП-транзисторов проводит при  $U_3 = 0$  и перестает проводить, когда напряжение на затворе станет равным напряжению отсечки, при котором перекрывается канал, технологически встроенный между истоком и стоком в процессе изготовления прибора или индуцированный плотностью заряда на границе кремний – окисный слой.

Не рассматривая отдельных типов ПТ, основы которых будут изложены в следующих разделах, можно отметить некоторые различия в работе биполярных и полевых транзисторов, определяющие их области использования.

Полевые транзисторы имеют большое входное сопротивление, так как они управляются или обратносмещенным р-п-переходом, или выпрямляющим контактом металл - полупроводник, или емкостью МОП-транзистора. Поэтому в отличие от БТ полевые транзисторы управляются напряжением (полем). В биполярных транзисторах токопрохождение обусловлено двумя видами носителей: основными и неосновными, — а у ПТ — только основными. Поэтому ПТ иногда называют униполярными приборами. Униполярностью ПТ объясняется малый уровень шумов канальных транзисторов, у которых проводящий канал находится в объеме полупроводника. И, наконец, в отличие от БТ полевой транзистор — обратимый прибор.

## 4.2. Канальные транзисторы (КТ)

Для интенсивно развивающейся интегральной электроники технологичность — одна из определяющих характеристик прибора. В этом аспекте КТ с р-п-переходом заметно уступают МеП-транзисторам.

В настоящее время МеП-транзисторы и ПТ с р-п-переходом используются в основном в арсенид-галлиевых логических ИС- и СВЧ-приборах, так как огромная подвижность электронов позволяет использовать n-канальные арсенид-галлиевые МеП-транзисторы в диапазоне  $10^9 \dots 10^{10}$  Гц.

### 4.2.1. Простая теория МеП-транзистора

Теория МеП-транзистора практически ничем не отличается от теории ПТ с управляющим р-п-переходом. Поэтому в данном подразделе приведем простую теорию МеП-транзистора, делая поправки по мере необходимости применительно к теории ПТ с управляющим р-п-переходом.

Фактическое смещение на переходе затвора зависит от расположения рассматриваемого участка в канале, так как оно будет обусловлено распределением напряжения между истоком и стоком. Для однороднолегированного канала напряжение в нем задается выражением

$$U(x) = \frac{U_{\text{си}}x}{L_3}, \quad (4.1)$$

где  $U_{\text{си}}$  — напряжение на стоке;  $L_3$  — длина затвора (рис.4.1).

Величины всех напряжений будем рассматривать относительно истока.

Фактическое смещение на переходе затвора равно

$$U_n(x) = U_{\text{зи}} - \varphi_k - U(x), \quad (4.2)$$

где  $\varphi_k = 1/q[q\varphi_b - (E_c - E_f)]$  — контактная разность потенциалов структуры металл - полупроводник.

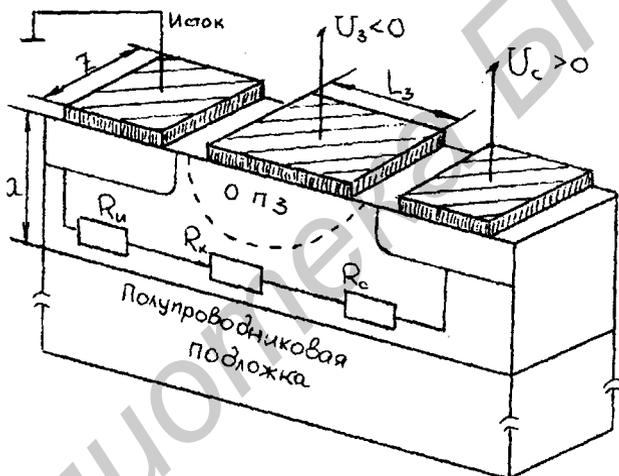


Рис. 4.1. MeП-транзистор

В  $n$ -канальных транзисторах напряжение на затворе отрицательно по отношению к истоку. Без учета эффектов, связанных с сильными электрическими полями в канале, толщина обедненного слоя перехода затвора равна

$$x_d = \left( \frac{2\epsilon\epsilon_0 U_3}{qN_d} \right)^{1/2}. \quad (4.3)$$

По мере увеличения напряжения на стоке  $U_{\text{си}}$  растет величина обратного смещения на переходе и увеличивается толщина обедненной области под затвором со стороны стока, где одновременно уменьшается сечение проводящего канала и увеличивается сопротивление  $R_k$ . Если предположить, что обедненный слой достигнет подложки, то канал будет полностью

перекрыт, сопротивление  $R_k$  значительно возрастет и ток через канал практически упадет до нуля. В результате обратное смещение на переходе упадет, ширина обедненного слоя уменьшится, а сечение проводящего канала увеличится. Следовательно, это саморегулирование приводит к тому, что в какой-то части канала около стока (в дальнейшем эту часть канала будем называть "перекрытой") при напряжении, равном напряжению насыщения  $U_{си\text{ нас}}$ , устанавливается некоторая минимальная величина сечения канала. При дальнейшем увеличении напряжения на стоке длина перекрытой части канала растет по направлению к истоку, ток протекает через открытую часть канала и затем в точке насыщения инжектируется в обедненную область между затвором и истоком. В этой области величин напряжений на стоке ( $U_{си} \geq U_{нас}$ ) ток стока практически не увеличивается с ростом  $U_{си}$ . Величину напряжения насыщения  $U_{нас}$ , а следовательно, и ток насыщения легко можно менять, изменяя напряжение на затворе.

Выведем аналитическое выражение для ВАХ MeП-транзистора, связывающее ток стока  $I_c$ , напряжения  $U_{си}$  и  $U_{зи}$  в двух областях работы транзистора: линейной и насыщения (рис.4.2).

Если канал легирован равномерно, то при напряжении  $U_{си} = 0$  отсечка канала ( $x_d = a$ ) (рис.4.1) произойдет, когда напряжение на затворе будет равно

$$U_{зи} = U_{отс} = qN_d a^2 / 2\epsilon\epsilon_0$$

или с учетом контактной разности потенциалов,

$$U_{отс} = \phi_k = qN_d a^2 / 2\epsilon\epsilon_0.$$

Если к стоку приложить напряжение  $U_{си} > 0$ , то канал смещается обратно по отношению к затвору и отсечка канала около стока произойдет при меньшей величине напряжения на затворе. Значение напряжения стока, при котором это произойдет

$$U_{си\text{ нас}} = U_{зи} - U_{отс}. \quad (4.4)$$

Падение напряжения на локальном сопротивлении  $dR$  вдоль канала в направлении  $x$  равно

$$dU = I_c dR,$$

поскольку мы предположили, что канал легирован равномерно.

Локальное сопротивление  $dR$  можно выразить как

$$dR = \frac{\rho}{A} dx = \frac{dx}{\sigma z(a - x_d)}. \quad (4.5)$$

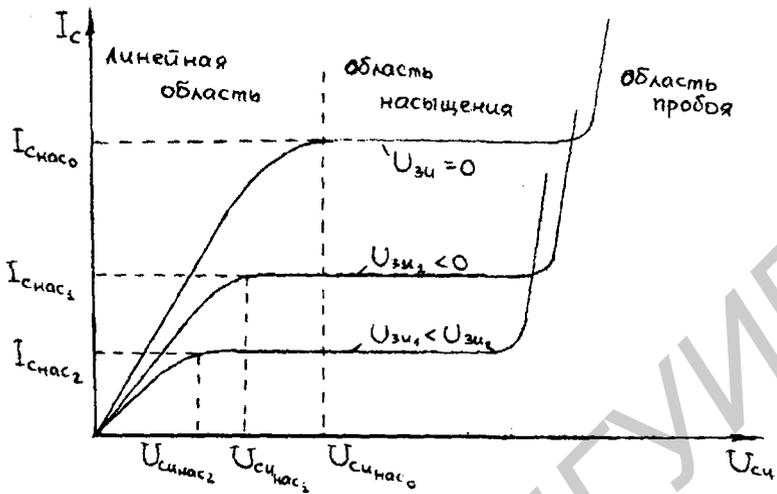


Рис.4.2. Выходная ВАХ нормально открытого n-канального MeП-транзистора

Умножив правую и левую часть выражения (4.5) на  $I_c$ , получим

$$[a - x_d]dU = \frac{I_c}{\sigma z} dx. \quad (4.6)$$

Считая, что канал легирован равномерно, и проинтегрировав выражение (4.6) на отрезке от истока до стокового канала, получим

$$I_c = \frac{1}{R_0} \left\{ U_{си} - \frac{2}{3} \left( \frac{2\epsilon\epsilon_0}{qNa^2} \right)^{1/2} \left[ (U_{си} + \varphi_k - U_{зи})^{3/2} - (\varphi_k - U_{зи})^{3/2} \right] \right\}, \quad (4.7)$$

где  $1/R_0 = g_0 = \sigma za/L = N_d q \mu_n z a/L$  — проводимость канала при  $U_{зи} = U_{си} = 0$ .

В реальном транзисторе нужно учитывать падение напряжения на сопротивлении истока  $R_n$  (см. рис. 4.1). С учетом напряжения  $U_{Rn} = I_c R_n$  проводимость  $g_0$  в выражении (4.7) заменяют величиной

$$g_0^* = g_0 / (1 + g_0 R_n).$$

Подставляя выражение (4.4) в формулу (4.7), получим значение тока стока в режиме насыщения

$$I_c = I_{снас} = g_0^* \left\{ (U_{зи} - U_{отс}) - \frac{2}{3} (\varphi_k - U_{отс}) \left[ 1 - (1 - U_{зи} - U_{отс} / \varphi_k - U_{отс}) \right] \right\}. \quad (4.8)$$

Можно показать, что при любом законе распределения примеси в канале при выполнении условия  $U_{зи} - U_{отс} \ll \varphi_k - U_{отс}$  (обычно оно выполняется) выражение (4.8) записывается

$$I_{снас} \approx g_0^* / 4 (U_{зи} - U_{отс})^2 / (\varphi_k - U_{отс}). \quad (4.9)$$

Основная составляющая механизма усиления полевых транзисторов — крутизна активного канала  $g_m$ . Крутизна определяется как отношение приращения тока стока  $dI_c$  к вызвавшему его изменению напряжению на затворе  $dU_{зп}$  при постоянном напряжении на стоке  $U_{си}$ .

Крутизна для линейной области работы транзистора (рис.4.2) выводится из выражения (4.7):

$$S = \frac{dI_c}{dU_{зп}} = g_0 \cdot /(\varphi_k - U_{отс})^{3/2} [(U_{си} + \varphi_k - U_{зп})^{3/2} - (\varphi_k - U_{зп})^{3/2}]. \quad (4.10)$$

Значение крутизны для области насыщения находим из формулы (4.8):

$$S = S_{нас} = g_0 [1 - ((\varphi_k - U_{зп}) / (\varphi_k - U_{отс}))^{3/2}]. \quad (4.11)$$

Для получения большего значения этого параметра необходимо выбирать полупроводниковый материал с большой подвижностью носителей заряда, увеличивать соотношение  $z/L$ , а также в соответствии с выражением (4.11), увеличивать толщину канала  $a$ , что приводит к резкому возрастанию напряжений отсечки и насыщения. Поэтому, увеличивая крутизну, в основном манипулируют соотношением  $z/L$ . Кроме того, омическое сопротивление истока  $R_{и}$  желательно уменьшить до нуля.

#### 4.2.2. Частотные характеристики MeП-транзистора

MeП-транзисторы широко применяются в высокочастотных схемах для усиления

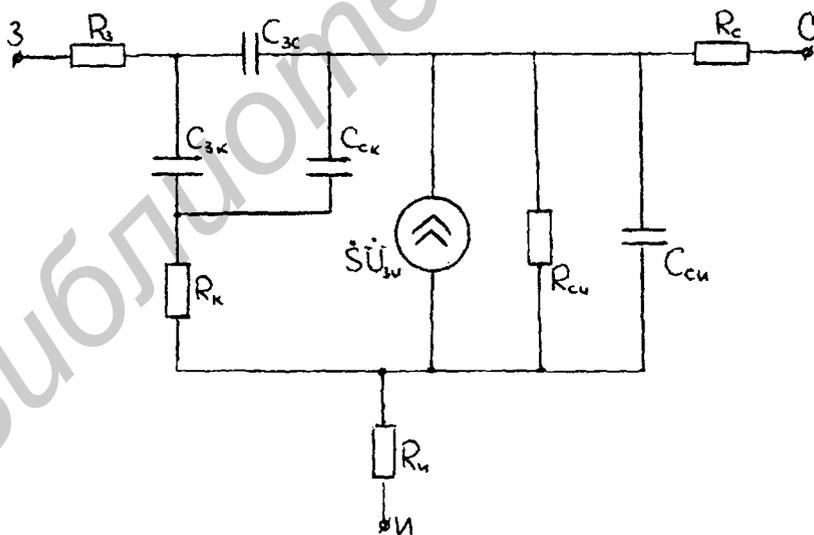


Рис.4.3. Малосигнальная физическая эквивалентная схема MeП-транзистора

малого сигнала ( $U_{вх} < \Phi_T$ ). Поэтому для анализа частотных свойств транзистора целесообразно рассмотреть его малосигнальную физическую эквивалентную схему (рис.4.3).

Конденсаторы  $C_{зи}$  и  $C_{э}$  моделируют полную емкость затвор - канал, резистор  $R_x$  — входное, а  $R_{сн}$  — выходное сопротивление канала. Генератор тока  $\hat{S}U_{зи}$  моделирует транзисторный эффект.

Частотные характеристики MeП-транзистора определяются временем заряда  $\tau = RC$ , определяемым входной емкостью затвора  $C_{зк}$ , крутизной транзистора  $S$  и временем пролета носителей через канал. Если канал легирован равномерно и подвижность носителей постоянная, то время пролета

$$t_{пр} = \frac{L}{\mathcal{Q}} = \frac{L}{\mu_n E_x} = \frac{L^2}{\mu_n U_{сн}}$$

При высоких полях величина  $\mathcal{Q}$  приближается к величине скорости насыщения  $\mathcal{Q}_s$ , и при малых длинах канала время пролета обычно невелико по сравнению с постоянной времени зарядки затвора  $RC$ , определяемой входной емкостью затвора и крутизной транзистора.

Согласно эквивалентной схеме (рис.4.3) предельная частота  $f_T$  определяется как частота, при которой ток через входную емкость  $C_{зи}$  равен выходному току (току генератора  $SU_{зи}$ ):

$$SU_{зи}/\omega C_{зи} U_{зи} = 1, \quad f_T = \frac{S}{2\pi C_{зи}} \quad (4.13)$$

Максимальная частота колебаний определяется выражением

$$f_{max} \approx f_T / 2 \left[ (R_z + R_x + R_c) / R_{сн} + \omega \tau R_z C_{зи} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (4.14)$$

### 4.3. МОП-транзисторы

#### 4.3.1. Идеальная МДП-структура

На рис. 4.4 приведены энергетические зонные диаграммы МДП-структур со следующими допущениями:

- диэлектрик считается идеальным, т.е. при любых смещениях по постоянному току через него не протекает тока;
- полупроводниковая подложка легирована равномерно;
- не существует захваченных зарядов на границе раздела диэлектрик - полупроводник;
- разность работ выхода металла и полупроводника  $\Phi_{мп}$  равна нулю.

Разность работ выхода (в единицах потенциала) металл - полупроводник (см. рис.4.4)

$$\Phi_{мп} = \Phi_m - (\chi + E_g/2q - \Phi_{Fn}) = \varphi_{сн} - \varphi_{Fn} = 0 \quad (4.15а)$$

для n - типа;  $\Phi_{мп} = \Phi_m - (\chi + E_g/2q + \varphi_{Fp}) = \varphi_{сн} + \varphi_{Fn} = 0 \quad (4.15б)$

для р - типа,

где  $\phi_{\text{мсп}}$  — разность работ выхода металл - собственный полупроводник;

$\phi_F = (kT/q)N_n/n_i$ ;  $N_n$  - концентрация примеси в полупроводнике.

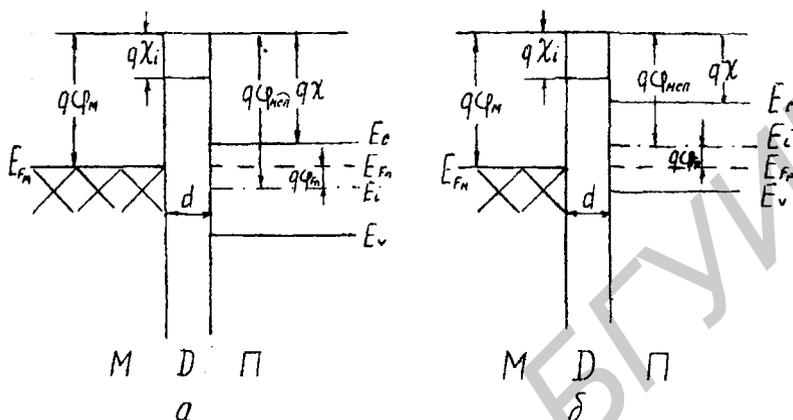


Рис. 4.4. Энергетические зонные диаграммы идеальных МДП-структур при  $U_m = 0$ :

а - полупроводник n-типа; б - полупроводник р-типа

Если в идеальной МДП-структуре к металлическому полювому электроду не прикладывается напряжение  $U_m = 0$ , то выполняется условие плоских зон, т.е. проводимость полупроводникового слоя у границы раздела такая же, как и в объеме полупроводника. Изменяя полярность и величину напряжения  $U_m$ , можно получить три возможные ситуации проводимости полупроводникового слоя на границе раздела. Прикладывая положительное напряжение ( $U_m > 0$ ) к МДП - структуре с полупроводником n -типа, мы тем самым отталкиваем дырки и притягиваем электроны к полупроводниковой обкладке МДП-конденсатора, обогащая электронами приграничный слой полупроводника.

Так как мы предположили, что диэлектрик идеален и через него не протекает ток, то энергия Ферми остается постоянной независимо от положения. Ее значение в области металлического полювого электрода и в полупроводнике будет различаться на величину  $U_m$ .

Край зоны проводимости на границе раздела изгибается вниз, уменьшая разницу  $E_c - E_F$  (увеличивая  $q\phi_{Fn}$ ) (рис.4.5, а).

Этот режим называется режимом обогащения (аккумуляции). Отрицательный заряд на металлическом электроде  $U_m < 0$ , отталкивая электроны, обедняет приповерхностный слой

полупроводника, искривляя зоны  $E_c, E_i$  и  $E_v$  вверх (рис.4.5, б). Этот режим называется

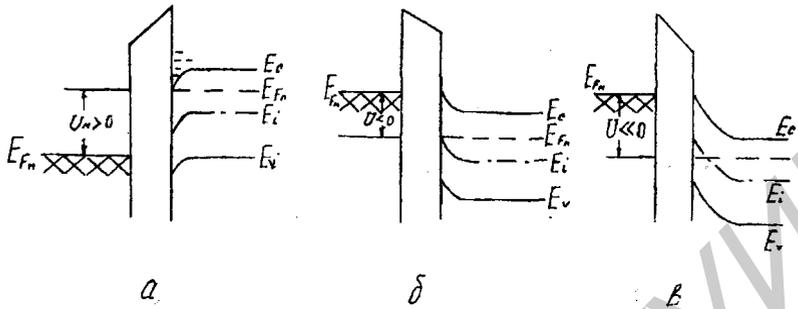


Рис. 4.5. Энергетические зонные диаграммы идеальной МДП-структуры с полупроводником n-типа при  $U_n \neq 0$ :

а - режим обогащения; б - режим обеднения; в - режим инверсий

режимом обеднения. И, наконец, большое отрицательное напряжение, приложенное к металлическому электроду  $U_n \ll 0$ , может привести к ситуации, когда собственный энергетический уровень  $E_i$  пересечет уровень Ферми  $E_{Fn}$  и у поверхности на границе раздела образуется слой с противоположным типом электропроводности (в данном случае р-типа). Эта ситуация называется режимом инверсии. Аналогичные ситуации можно получить в МДП-структурах с полупроводником р-типа при изменении полярности напряжения, прикладываемого к металлическому электроду.

#### 4.3.2. Реальная МДП-структура

Рассмотрим энергетические зонные диаграммы реальных МДП-структур [Al-(сильнолегированный поликремний) -  $\text{SiO}_2$  - Si], предполагая, что сопротивление диэлектрика бесконечно велико и полупроводниковая подложка легирована равномерно. Эти предположения, как правило, остаются в силе при расчете параметров реальных МОП-транзисторов.

Разность работ выхода из алюминия и собственного кремния  $\phi_{\text{мсп}} = -0,6\text{В}$ . Следовательно, разность работ выхода  $\phi_{\text{мп}}$  в Al-SiO<sub>2</sub>-Si структурах  $\phi_{\text{мп}} = -0,6 \pm \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{\text{п}}}{n_i}$  зависит от концентрации носителей в подложке и для типичных значений  $N_{\text{п}} \approx 10^{15} \dots 10^{16} \text{ см}^{-3}$  вне зависимости от типа электропроводности подложки — величина отрицательная. Следова-

тельно, в обоих случаях зоны у границы раздела искривятся вниз (рис.4.6), но для полупроводника выполняется режим обогащения, а для р-полупроводника — обеднения.

Для поликремниевых затворов  $n^+$ -типа, где уровень Ферми практически совпадает с положением дна зоны проводимости, работа выхода  $\phi_{si}^*$  равна величине сродства к электрону в кремнии  $\phi_m(\phi_{si}^*) = \chi$  и величина

$$\phi_{m1} = \phi_m - \left( \chi + \frac{1}{2} \phi_s \pm \phi_F \right) = -\phi_s / 2 \pm \phi_F. \quad (4.16.a)$$

В поликремниевых затворах  $p^+$ -типа, где уровень Ферми лежит у потолка валентной зоны, работа выхода  $\phi_m(\phi_{si}^*) = \chi + \phi_s$  и величина  $\phi_{m1} = \frac{1}{2} \phi_s \pm \phi_F$ .

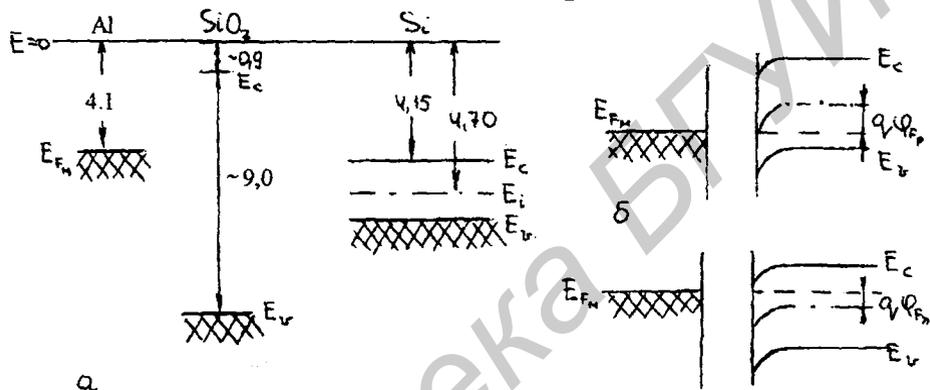


Рис.4.6. Энергетическая зонная диаграмма структуры: Al-SiO<sub>2</sub> - Si

а - структура Al-SiO<sub>2</sub> — собственный Si перед контактированием;

б — состояние теплового равновесия с полупроводником  $n$ -типа (режим обогащения);

в — состояние теплового равновесия с  $p$ -типа (режим обеднения).

До сих пор мы считали, что граница раздела Si-SiO<sub>2</sub> лишена каких-либо зарядовых состояний, способных повлиять на работу МОП-транзистора. В реальных структурах влияние неидеальной границы раздела и заряда в оксиде может привести к существенным изменениям их электрических параметров и приборов, изготовленных на основе МОП-структур.

В настоящее время различают следующие типы зарядов и ловушек:

1. Заряд поверхностных состояний, возникающий в глубине запрещенной зоны полупроводника из-за неидеальности кристаллической решетки, обусловленной разорванными связями, избыточными атомами кремния, избыточным кислородом или атомами примеси. Поверхностные состояния называются донорными, если, отдавая электрон, они становятся нейтральными или положительно заряженными, и акцепторными, которые, захватывая электрон, становятся нейтральными или отрицательно заряженными. Поверхностные состояния

называются также быстрыми, поскольку обладают способностью быстро перезаряжаться, обмениваясь электронами (дырками) с кремнием. В современных МОП-структурах, получаемых термическим окислением кремния, подавляющая часть поверхностного заряда нейтрализуется в процессе низкотемпературного ( $450^{\circ}\text{C}$ ) отжига в атмосфере водорода.

2. Фиксированный заряд в оксиде, расположенный в слое толщиной порядка 3 нм вблизи границы раздела  $\text{Si}-\text{SiO}_2$ . Величина этого заряда практически не зависит от толщины слоя оксида, типа проводимости и концентрации легирующей примеси в подложке. Фиксированный заряд в оксиде, как правило, положителен, хотя может существовать и небольшое число отрицательных центров. Предположительно фиксированный заряд обусловлен или избыточным трехвалентным кремнием, или избыточным (несвязанным, потерявшим один электрон) кислородом в приповерхностном слое  $\text{SiO}_2$ . Фиксированные заряды в оксид может вводить инжекция горячих носителей, влияние которой существенно проявляется при работе структур с малыми размерами.

3. Заряд в оксиде, вызванный дрейфом ионизированных атомов щелочных металлов, таких, как натрий или калий, при сравнительно низком напряжении на металлическом полевом электроде. Особенно велика концентрация ионов натрия на границе раздела, так как он имеется в виде примеси во многих металлах. Заряд ионов натрия в термически выращенном  $\text{SiO}_2$  является основной причиной нестабильности электрических характеристик МОП-приборов. Для предотвращения проникновения подвижного ионного заряда в оксид используют фосфоросиликатные стекла (оксид  $\text{SiO}_2$ , обогащенный  $\text{P}_2\text{O}_5$ ).

Если для простоты не учитывать заряд, захваченный на поверхностных состояниях, и предположить, что заряд в оксиде находится на границе раздела  $\text{SiO}_2-\text{Si}$ , то на основании закона Гаусса напряжение на затворе, обусловленное этим заряженным слоем, может быть выражено как

$$U = Q_{ss} / C_o, \quad (4.17)$$

где  $Q_{ss}$  — поверхностная плотность заряда на границе раздела  $\text{SiO}_2-\text{Si}$ ;

$C_o = \epsilon_g \epsilon_o / d$  — удельная емкость затвора (оксида);

$\epsilon_g$  — диэлектрическая проницаемость  $\text{SiO}_2$ ;  $d$  — толщина  $\text{SiO}_2$ .

Величина напряжения на затворе, необходимого, чтобы энергетические зоны полупроводника в МОП-структурах стали плоскими, называется напряжением плоских зон  $U_{\text{пл}}$  ( $U_{\text{FB}}$ ) и будет равна алгебраической сумме разности работы выхода металл затвора - полупроводник  $\phi_{\text{мн}}$  (4.15, 4.16) и напряжения, обусловленного зарядом в оксиде (4.17),

$$U_{ms} = \phi_{ms} - Q_{ss} / C_o . \quad (4.18)$$

Напряжение плоских зон МОП-структуры с алюминиевым и поликремниевым  $p^+$ -типа затворами вне зависимости от типа и степени легированности полупроводника имеет отрицательное значение. Для полупроводника (подложки)  $p$ -типа инверсный  $n$ -канал на поверхности может возникнуть даже при нулевом потенциале на металлическом полевом электроде (затворе) при малой концентрации акцепторной примеси  $N_a$  в подложке и при большой величине положительного встроенного заряда в оксиде. Поэтому целесообразно рассмотреть ситуации, возникающие при подаче напряжения на затвор МОП-структуры с полупроводником  $n$ -типа до пороговой величины  $U_{пор}$ , при которой на поверхности образуется проводящий канал  $p$ -типа (рис.4.7).

Рис.4.7 иллюстрирует процесс включения (создание инверсного проводящего канала)  $p$ -канального МОП-транзистора с индуцированным каналом (МОП-транзистор, работающий в режиме обогащения). Если к затвору не прикладывается напряжение  $U_g = 0$  (рис.4.7, а), то искривление энергетических зон полупроводника обусловлено зарядом накопленных электронов  $Q_n$ , вызванным разностью работы выхода металл - полупроводник и положительным зарядом в оксиде  $Q_{ss}$ . Следовательно, для достижения условия плоских зон на затворе нужно подать отрицательный заряд такой плотности, которая сможет нейтрализовать положительный заряд в оксиде (рис.4.7, б), а величина напряжения плоских зон будет определяться выражением (4.18). При дальнейшем увеличении плотности отрицательного заряда на затворе он сможет скомпенсировать положительный заряд ионизированных доноров у поверхности, оттолкнув нейтрализовавшие его электроны в глубь полупроводника (рис.4.7, в). Для реализации этой ситуации плотность отрицательного заряда на затворе должна возрасти на величину плотности заряда обедненного слоя  $Q_{oc}$ , которая в случае равномерного легирования подложки равна

$$Q_{oc} = qN_n X_d,$$

где  $N_n$  — концентрация примеси в подложке;  $x_d$  — ширина обедненного слоя.

Проводящий канал на поверхности полупроводниковой подложки будем считать созданным, когда проводимость поверхностного слоя будет такой же, как в объеме, но обратной электропроводности. Таким образом, плотность отрицательного заряда на затворе должна увеличиться на плотность заряда канала  $Q_n$ . Заряд такой плотности сможет удерживать дырки инверсного слоя на поверхности (рис.4.7, г), обеспечивая проводимость в канале такой же, как в объеме.

### 4.3.3. Величина порогового напряжения и пути ее регулирования

Напряжение на затворе, при котором индуцируется канал инверсной электропроводности с проводимостью такой же, как в объеме, называется пороговым  $U_{пор}$ .

Воспользовавшись законом Гаусса, величину  $U_{пор}$  для длинно-канальных транзисторов (длина канала много больше, чем толщина обедненных областей переходов стока или истока) можно выразить через плотности зарядов, участвующих в создании инверсного канала:

$$U_{пор} = -\frac{Q_{ss}}{C_o} + \varphi_{ин} \pm \frac{Q_{oc}}{C_o} \pm \frac{Q_K}{C_o}, \quad (4.20)$$

где  $C_o$  — удельная емкость затвора (4.17).

Знак "+" соответствует величине  $U_{пор}$  для n-канального транзистора, знак "-" — для p-канального. Раскрывая значения плотностей зарядов, входящих в выражение (4.20), и удельной емкости  $C_o$ , величину  $U_{пор}$  выразим как

$$U_{пор} = -qN_{ss} \frac{d}{\epsilon_g \epsilon_o} + \varphi_{ин} \pm qN_n X_d \frac{d}{\epsilon_g \epsilon_o} \pm 2\varphi_F, \quad (4.21)$$

где  $N_{ss}$  — плотность поверхностных состояний,  $2\varphi_F = Q_K / C_o$ .

Выражая в (4.21) ширину обедненного слоя  $x_d = [2\epsilon_o(\varphi_K \pm U) / qN_n]^{1/2}$  и подставляя вместо  $\varphi_K \pm U = 2\varphi_F$ , получим

$$U_{пор} = -\frac{qN_{ss}d}{\epsilon_g \epsilon_o} + \varphi_{ин} \pm 2(qN_n \epsilon_o \varphi_F)^{1/2} \frac{d}{\epsilon_g \epsilon_o} \pm 2\varphi_F. \quad (4.22)$$

Разность работ выхода металл - полупроводник  $\varphi_{ин}$  в зависимости от типа затвора (алюминий или сильнолегированный поликремний  $n^+$ - или  $p^+$ -типа) рассчитывается по формуле (4.15) или (4.16).

Пороговое напряжение является очень важным параметром МОП-транзисторов, поскольку с его величиной связаны скорость переключения и подпороговый ток утечки. Величина  $U_{пор}$  зависит от материала затвора, плотности заряда на границе раздела  $SiO_2 - Si$ , толщины подзатворного оксидного слоя и концентрации примеси в полупроводнике. Изменяя эти параметры, можно управлять режимом работы МОП-транзистора.

Для p-канальных МОП-транзисторов все слагаемые правой части выражения для  $U_{пор}$  (4.22) берем со знаком "-" (исключение составляет  $\varphi_{ин}$  при использовании  $p^+$ -поликремниевых затворов), а следовательно, получаем достаточно большую отрицательную величину порогового напряжения. Чтобы уменьшить эту величину, нужно подбирать соответствующие материалы, входящие в МОП-структуру, их геометрические размеры и использовать технологические приемы, позволяющие понизить положительный заряд в оксиде (примене-

ние ФСС, низкотемпературный отжиг и т.д.), а также приемы позволяющие получить бездефектный тонкий оксид  $\text{SiO}_2$ .

Важную роль для подгонки порогового напряжения в производстве МОП ИС играет ионное легирование примесными атомами. Атомы примеси внедряются в область канала через затворный оксид (или с большой дозой в периферийные области кристалла ИС), изменяя величину порогового напряжения. Для типовых значений параметров ( $Q_{ss}$ ,  $N_a$ ) n-канальных МОП ИС величина порогового напряжения близка к нулю, что снижает надежность работы приборов. При ионном легировании пороговое напряжение n-канального транзистора повышается в основном за счет присутствия в выражении для  $U_{\text{пор}}$  величины  $qN'/C_o$ , где  $N'$  — удельная плотность атомов, проникающих в кремний. Эта величина входит в выражение для  $U_{\text{пор}}$  как прямая добавка к члену, отражающему влияние заряда в оксиде. С учетом ее выражение для напряжения плоских зон (4.18) можно записать

$$U_m = \varphi_{\text{мп}} - \frac{Q_{ss}}{C_o} + \frac{qN}{C_o}. \quad (4.23)$$

#### 4.3.4. Статические ВАХ МОП-транзистора с индуцированным каналом (работающего в режиме обогащения)

Трехмерный вид n-канального МОП-транзистора представлен на рис.4.8.

При нормальной работе МОП-транзистора исток заземлен. Подложка обычно тоже заземляется или на нее подается напряжение с полярностью противоположной полярности напряжения на затворе (на подложку n-канального транзистора подается отрицательное смещение). Будем считать, что исток и подложка заземлены. Если напряжение на стоке  $U_{\text{ст}}$  равно нулю, а напряжение на затворе  $U_{\text{зт}}$  увеличено до порогового, то электроны, притягиваясь к поверхности, образуют инверсный слой. Считается, что он представляет собой прямоугольную область, равномерно заполненную носителями на глубину, равную примерно 10 нм. Подвижные носители в инверсном слое (электроны в рассматриваемом примере) образуют вблизи поверхности проводящий слой, соединяющий исток со стоком. При дальнейшем увеличении  $U_{\text{зт}}$  потенциал на поверхности незначительно увеличивается относительно  $2\varphi_{\text{fn}}$ , а разность напряжения  $U_{\text{зт}} - U_{\text{пор}}$  в основном падает на оксиде. Следовательно, напряжение на затворе, создавая электрическое поле в направлении оси "y" (см. рис.4.8)  $E(y)$ , служит для создания проводящего канала между истоком и стоком.

Электрическое поле  $E(x)$ , которое определяется напряжением на стоке  $U_{\text{ст}}$ , обеспечивает поток электронов (для n-канального транзистора) от истока к стоку. При  $U_{\text{зт}} < U_{\text{пор}}$  в

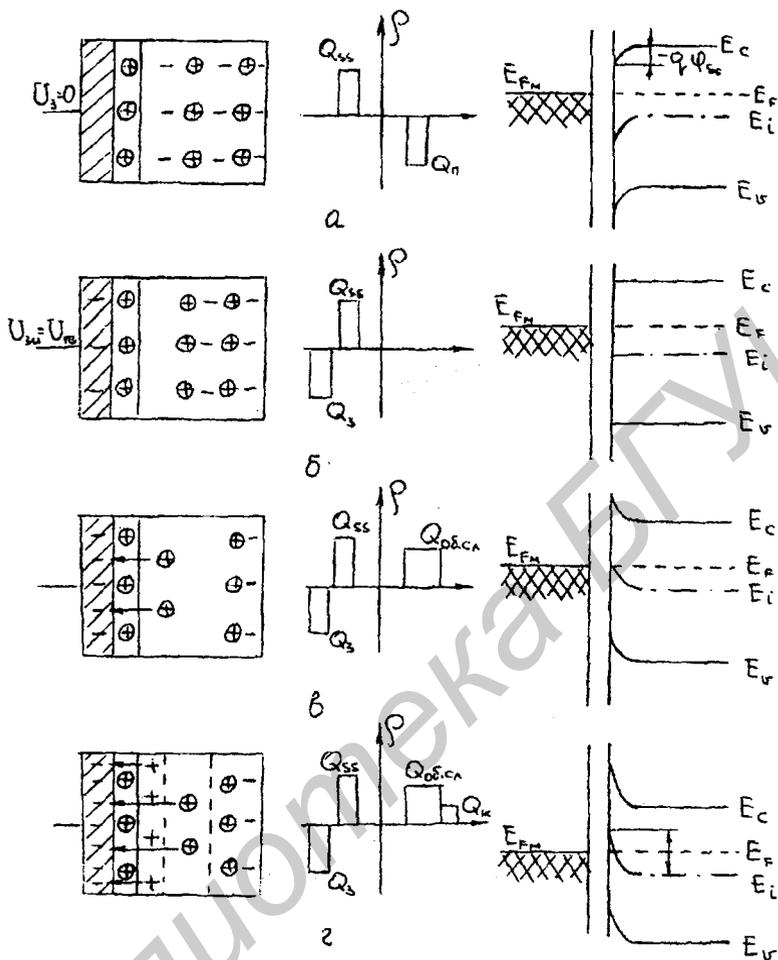


Рис.4.7. Поперечное сечение МОП-структуры с полупроводником n-типа, плотности заряда и энергетические зонные диаграммы при различных величинах отрицательного смещения на металлическом электроде (затворе):

а  $-U_g = 0$ ; б  $-U_g = -U_m$ ; в  $-U_g = -(U_m + \phi_F)$ ; г  $-U_g = -U_{пор}$

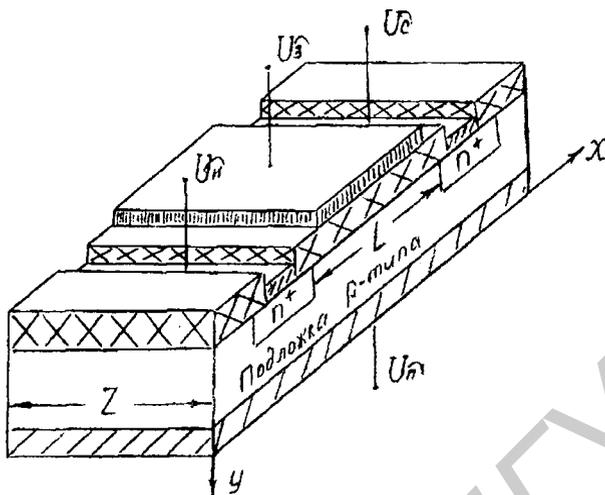


Рис.4.8. Трехмерный вид n-канального МОП-транзистора

транзисторе протекает подпороговый ток, который обусловлен только диффузией, так как отсутствует проводящий канал между истоком и стоком. Несмотря на то, что величина этого тока относительно мала (порядка 1 нА при комнатной температуре и при напряжении на стоке более 100 мВ), он играет достаточно важную роль в работе транзистора: влияет на скорость переключения прибора, а также на величину мощности, рассеиваемой в ждущем режиме. Когда напряжение на затворе становится больше порогового, а напряжение на стоке  $U_{\text{си}} < U_{\text{зи}} - U_{\text{пор}}$ , проводящий канал соединяет исток со стоком, и прибор, который ведет себя как полупроводниковый резистор, управляемый напряжением, имеет линейный (крутой) участок на выходной статической ВАХ (рис.4.9, область 1). Так как величина напряжения на стоке мала, то на этом участке толщина инверсного проводящего канала на поверхности практически одинакова на всем расстоянии от истока к стоку (рис.4.10, а).

При увеличении напряжения на стоке разность потенциалов между затвором и стоком уменьшается, а следовательно, уменьшается толщина проводящего канала около стока. При дальнейшем увеличении  $U_{\text{си}}$  обедненная область у стока еще больше расширяется, а толщина проводящего инверсного канала еще больше сужается. Это приводит к отклонению от линейности зависимости тока стока от напряжения  $U_{\text{си}}$  (рис.4.9, область 2). И, наконец, когда величина напряжения на стоке станет равной  $U_{\text{зи}} - U_{\text{пор}}$  (т.е. разность потенциалов между затвором и стоком станет равной пороговому напряжению), проводящий инверсный канал около стока отсекается (рис.4.10, б). Эта величина напряжения на стоке называется

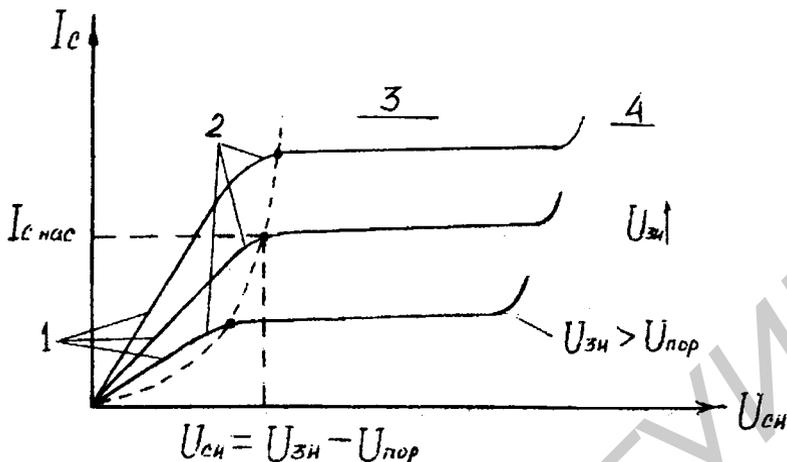


Рис.4.9. Выходные статические ВАХ:

- 1 - линейная область (крутой участок); 2 - область вблизи насыщения;  
3 - область насыщения (пологий участок); 4 - область пробоя

напряжением насыщения  $U_{си\text{нас}} = U_{зи} - U_{пор}$ , а ток стока  $I_{c\text{нас}}$ . При дальнейшем увеличении  $U_{си}$  точка отсечки "а" сдвигается к истоку (рис.4.9, область 3, рис.4.10, в). Перенос носителей заряда из точки отсечки канала в область стока происходит так же, как в обедненной области коллекторного p-n-перехода биполярного транзистора. В области насыщения величина тока стока  $I_c$  изменяется благодаря тому, что в точке отсечки канала величина напряжения постоянна и равна  $U_{зи} - U_{пор}$ . А так как длина канала с увеличением  $U_{си}$  уменьшается на какое-то малое  $\Delta L$ , то величина тока стока будет увеличиваться и выражаться формулой

$$I_c = I_{c\text{нас}} L / (L - l) \quad (4.24)$$

По этой же причине в области насыщения выходные характеристики будут иметь некоторый наклон к оси напряжения, определяя тем самым конечную величину дифференциального выходного сопротивления прибора.

Для построения простой математической модели, описывающей рассмотренные характеристики в линейной области работы прибора, будем считать, что падение напряжения на элементе канала длиной  $dx$

$$dU = I_c \cdot dR = -I_c \cdot dx / Z\mu_n Q_{ин}(x), \quad (4.25)$$

где  $Q_{ин}(x)$  - плотность заряда инверсного слоя.

Из соображения непрерывности тока величина  $I_c$  будет постоянна вдоль координаты  $x$ .

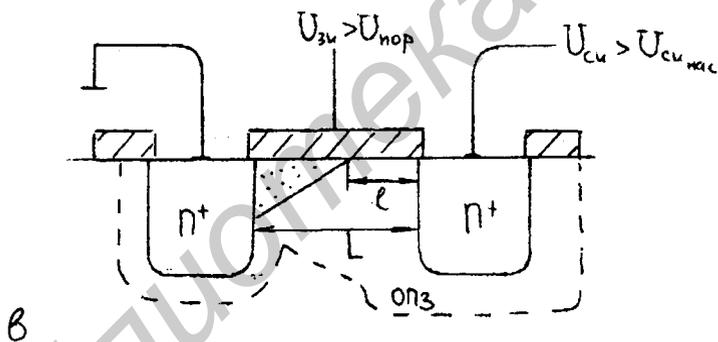
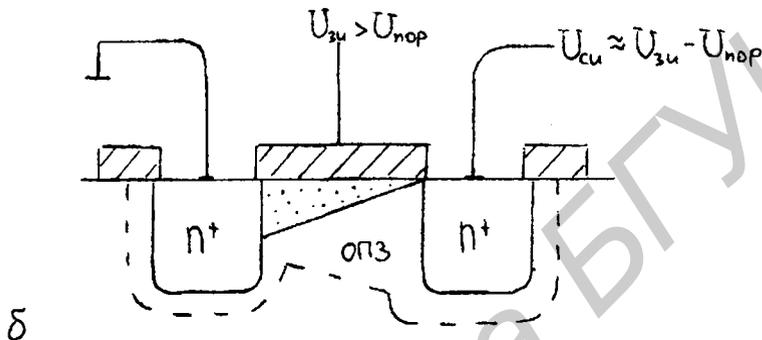
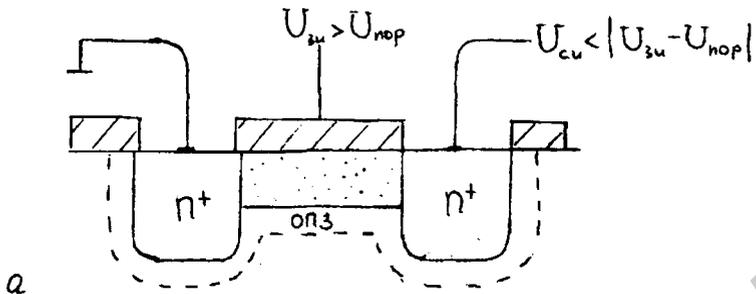


Рис.4.10. Упрощенные схемы, отображающие физические явления при работе МОП-транзистора в различных областях:

а - линейная область; б - точка отсечки канала; в - область насыщения

Поэтому

$$I_c dx = -Z\mu_n Q_{ин}(x) dU. \quad (4.26)$$

Интегрируя равенство (4.26) по  $x$  от 0 до  $L$  и по  $U$  от нуля до  $U_c$ , получаем

$$I_c \cdot L = -Z\mu_n \int_0^{U_c} Q_{ин}(x) dU. \quad (4.27)$$

Плотность заряда проводящего слоя в режиме инверсии зависит от координаты точки наблюдения, измеряемой вдоль канала:

$$Q_{ин}(x) = Q_{ss}(x) - Q_{oc}(x), \quad (4.28)$$

где величины  $Q_{ss}$  и  $Q_{oc}$  определяются выражениями (4.17) и (4.19) соответственно.

Если полагать, что ширина обедненного слоя  $x_d$  при приложении определенной величины напряжения на затворе идеального МОП-конденсатора достаточно велика, то это напряжение складывается из  $U_{ss}$  (поверхностного потенциала на границе  $SiO_2 - Si$ ) и напряжения на оксидном слое  $U_{ок}$ :

$$U_{зп} = U_{ок} + U_{ss}, \quad (4.29)$$

где  $U_{ss}$  - поверхностный потенциал границы  $SiO_2 - Si$ ;

$U_{ок}$  - напряжение на оксидном слое.

С учетом (4.29), вводя напряжение плоских зон  $U_m$  и зная, что потенциал инверсии  $U_{ss}(x) = 2\phi_F + U(x)$ , получим

$$Q_{ss}(x) = -C_o [U_{зп} - U_m - 2\phi_F - U(x)], \quad (4.30)$$

где  $U(x)$  - напряжение в точке канала с координатой  $x$ .

Используя (4.19) и подставляя вместо  $\phi_x \pm U = 2\phi_F$ , для  $n$ -канального транзистора получим

$$Q_{oc}(x) = -2qN_o \epsilon \epsilon_o [2\phi_F + U(x)]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.31)$$

Полагаем, что заряд на единицу площади в области подложки, где сосредоточен пространственный заряд, не зависит от координаты  $x$ . Поэтому

$$Q_{oc}(x) \approx Q_{oc \max}, \quad (4.32)$$

где  $Q_{oc \max}$  - максимальное значение  $Q_{oc}$ .

Подставляя выражения (4.30) и (4.32) в формулу (4.28), получим

$$Q_{ин}(x) = -C_o [U_{зп} - U_m - 2\phi_F - U(x) + \frac{Q_{oc \max}}{C_o}]. \quad (4.33)$$

Для  $n$ -канального транзистора

$$U_{пор} = U_m + 2\phi_F - Q_{oc} / C_o. \quad (4.34)$$

Подставляя выражение (4.34) в формулу (4.33), получим

$$Q_{ин}(x) = -C_o [U_{зп} - U_{пор} - U(x)]. \quad (4.35)$$

Подставляя выражение (4.35) в формулу (4.27), получим

$$I_c \approx \frac{Z \mu_n C_o}{L} [(U_{зп} - U_{пор}) U_{сн} - \frac{1}{2} U_{сн}^2] \quad (4.36)$$

или

$$I_c = K[(U_{зи} - U_{пор})U_{си} - \frac{1}{2}U_{си}^2], \quad (4.37)$$

где  $K = Z\mu_n C_o / L$  - удельная крутизна прибора, которая связывает его геометрические и электрофизические характеристики и измеряется в  $[A / B^2]$ .

Выражение (4.37) описывает вольт-амперную характеристику упрощенной модели транзистора, работающего в линейной области (на крутом участке характеристики).

Как уже отмечалось, работа транзистора в области насыщения (в пологой области) начинается с момента отсечки проводящего инверсного канала около стока из-за роста величины напряжения на стоке.

Как видно из выражении (4.35), при выполнении этого условия, т.е. при  $Q_{ин}(L) = 0$ , напряжение на стоке равно

$$U_{си} = U_{зи} - U_{пор} = U_{си\text{нас}}. \quad (4.38)$$

Ток насыщения можно найти, подставив выражение (4.38) в (4.37):

$$I_{c\text{нас}} = \frac{K}{2}(U_{зи} - U_{пор})^2 = \frac{K}{2}U_{си\text{нас}}^2, \quad (4.39)$$

или, с учетом выражения (4.24), вольт-амперную характеристику транзистора в режиме насыщения можно описать выражением

$$I_c = Z\mu_n C_o \frac{L}{2(L-1)} \cdot U_{си\text{нас}}^2. \quad (4.40)$$

#### 4.3.5. Параметры МОП-транзистора

##### 4.3.5.1. Подвижность носителей в проводящем слое

В аналитических выражениях для ВАХ n-канальных транзисторов (4.36)...(4.40) фигурирует такая электрофизическая характеристика полупроводникового материала, как подвижность  $\mu_n$ . В объеме кристалла кремния, где подвижность определяется рассеиванием в основном на решетке и ионизированных примесях,  $\mu_n = 1350 \text{см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ , эта величина приблизительно сохраняется в полевых канальных транзисторах, в которых проводящие слои (каналы), соединяющие исток со стоком, находятся в теле кристалла кремния. В МОП-транзисторах с индуцированным каналом (работающим в режиме обогащения) носители протекают вблизи от границ раздела с подвижностью  $\mu_{эф}$ , величина которой значительно меньше объемной (например, значение поверхностной подвижности электронов в кремнии, где носители ограничиваются тонким инверсионным слоем, лежит в пределах 300...700 ( $\text{см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$ )).

Изучение поверхностной подвижности в кремнии показало, что уменьшение ее значения связано с электрическим полем, направленным нормально к поверхности, величина которого определяется электрическими зарядами как в обедненной, так и в инверсионной областях полупроводника. При увеличении напряжения на затворе носители прижимаются ближе к границе раздела, рассеяние от поверхности возрастает и подвижность падает, что приводит к уменьшению выходного тока и скорости переключения транзистора. Достаточно серьезные уменьшения величин электрических параметров прибора заставили ученых провести различные экспериментальные исследования, позволяющие смоделировать выражения, полезные для расчетов эффективной подвижности типа

$$\mu_{\text{эф}} = \mu_0 / [1 + b(U_{\text{зп}} - U_{\text{пор}})], \quad (4.41)$$

где  $b$  - коэффициент уменьшения поля.

Кроме того, были предложены теоретические механизмы рассеяния, объясняющие уменьшение подвижности носителей в канале: рассеяние на приграничных и объемных фононах, кулоновское рассеяние на заряженных центрах, расположенных вблизи или на поверхности, и рассеяние на неровностях поверхности.

Экспериментальная проверка физических механизмов показала, что в основном первый из них существенно и с достаточной для эксперимента точностью влияет на уменьшение величины подвижности в инверсионном слое.

Сравнение величины подвижности  $\mu_{2D}$  при квазидвумерной вероятности рассеяния, вызванного каждым процессом рассеяния на фононах, с величиной подвижности  $\mu_{3D}$ , обусловленной трехмерными процессами рассеяния, показало, что можно записать

$$\mu_{2D} = \mu_{3D} \left( \frac{\lambda}{\omega} \right), \quad (4.42)$$

где  $\lambda$  - длина волны электрона;

$\omega$  - эффективная (усредненная) толщина инверсионного слоя.

Ссылки на серьезные расчеты величины рассеяния приведены в [5].

#### 4.3.5.2. Статические параметры

Основным статическим параметром МОП-транзистора является пороговое напряжение  $U_{\text{пор}}$ , величина которого связана со скоростью переключения и подпороговым током утечки. Выражения для порогового напряжения, составляющие, входящие в него, а также пути регулирования величины  $U_{\text{пор}}$  изложены в подразд.(4.3.2) и (4.3.3). Остановимся на определениях и методах измерения порогового напряжения. Согласно ГОСТу пороговое напряжение — это напряжение, при котором ток стока принимает заданное низкое значение. Каждый завод-изготовитель определяет свою минимальную величину тока стока, которая называется в

паспорте (обычно порядка 1 мкА). Само определение  $U_{пор}$  предполагает и соответствующую схему измерения, которую нет необходимости приводить и комментировать. Можно, пользуясь выражением (4.39) снять график зависимости  $I_d^{0.5}$  от  $U_{си}$  и определить величину  $U_{пор}$  в области насыщения (рис.4.11, а).

В предыдущих рассуждениях о величине  $U_{пор}$  и методах ее измерения предполагалось, что выводы истока и подложки соединены, и относительно их общего вывода подается напряжение на сток и затвор. В этом случае под действием приложенных к прибору напряжений изменяется лишь заряд электронов в канале, а величины остальных зарядов, влияющих на пороговое напряжение (4.20), остаются без изменений. Обратное смещение между истоком и подложкой увеличивает заряд ионизированной примеси в подложке (обедненного слоя)  $Q_{ос}$ , что в свою очередь уменьшает поверхностную плотность свободных носителей в канале. Следовательно, при наличии обратного смещения исток-подложка пороговое напряжение n-канальных МОП-транзисторов, становится более положительным (рис.4.12, а), р-канальных — более отрицательным. Это относится в равной степени как к транзисторам с индуцированным каналом (транзистор, работающий в режиме обогащения), так и со встроенным каналом (транзистор, работающий в режиме обеднения).

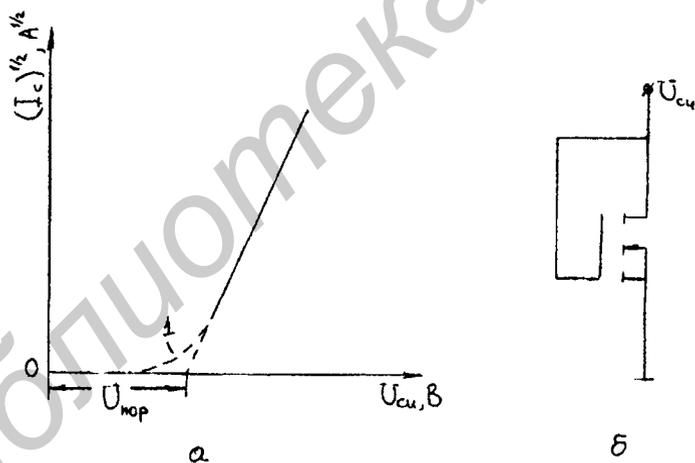


Рис.4.11. Определение величины  $U_{пор}$  :

а - график зависимости  $(I_c)^{0.5}$  от  $U_{си}$  для n-канального транзистора, работающего в области насыщения; б - схема измерения.

Участок 1 на рис.4.11, а определяется подпороговыми токами, протекающими в транзисторе при напряжениях, меньше порогового.

Для измерения коэффициента влияния подложки  $\eta$  можно воспользоваться схемой (4.11, б), внося в нее небольшие изменения.

Необходимые измерения выполняются в следующем порядке:

1. Определяется пороговое напряжение  $U_{пор}$  при замкнутом ключе В1.
2. Аналогично при разомкнутом ключе В1 определяется величина  $U'_{пор}$ .

Коэффициент влияния подложки  $\eta$  рассчитывается по формуле

$$\eta = (U'_{пор} - U_{пор}) / U_{ин}. \quad (4.43)$$

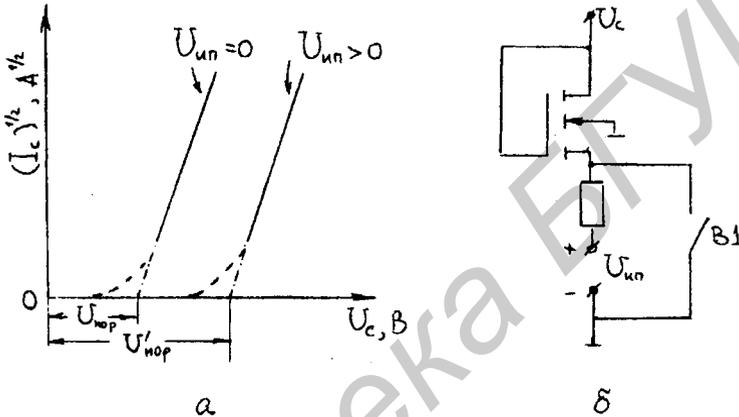


Рис.4.12. График и схема измерения, поясняющие влияние напряжения  $U_{ин}$  на величину  $U_{пор}$ : а - график зависимости  $(I_c)^{0.5}$  от  $U_e$ , влияние напряжения смещения  $U_{ин}$  между истоком и подложкой; б - схема измерения  $\eta$

На рис.4.12 (а, б) приведены схема измерения коэффициента влияния подложки  $\eta$  и график зависимости  $(I_c)^{0.5} = f(U_e)$  при изменении смещения  $U_{ин}$  между истоком и подложкой.

Величину заряда обедненного слоя на поверхности подложки  $Q_{oc}$ , описываемую выражением (4.19) при  $U_{ин} = 0$ , при  $U_{ин} > 0$  с точностью, вполне приемлемой для анализа схем, можно аппроксимировать линейной функцией [13]

$$Q'_{oc} = Q_{oc} - \eta C_o U_{ин}. \quad (4.44)$$

На практике влияние напряжения смещения исток - подложка на величину  $U_{пор}$  из-за изменения величины  $Q_{oc}$ , учтенной в выражении (4.44), наблюдается только тогда, когда длина канала МОП-транзистора значительно больше ширины обедненной области обратносмещенного п-р-перехода исток - подложка. Если же это условие нарушается, то одномерный

анализ, который использован при выводе выражений (4.22) и (4.44), дает большую погрешность. Оценить влияние величины обратного смещения между истоком и подложкой в короткоканальных транзисторах можно, воспользовавшись двумерным анализом обедненного слоя.

#### 4.3.5.3. Дифференциальные параметры

Как известно (3.2), усиление в биполярном транзисторе в режиме малого сигнала характеризуется коэффициентом передачи тока  $\beta_n$ ; т.к. выходной ток  $I_c$  в полевом транзисторе управляется входным напряжением  $U_{зи}$ , то в МОП-транзисторе усиление характеризует крутизна  $S$ :

$$S = \left. \frac{dI_c}{dU_{зи}} \right|_{U_{си} = \text{const}}. \quad (4.45)$$

В биполярном транзисторе, работающем в микрорежиме, также иногда усиление характеризуют крутизной:

$$S_{BT} = \frac{dI_k}{dU_{кз}} = \frac{dI_k}{dI_B} \frac{dI_B}{dU_{кз}} = \frac{\beta_o}{r}, \quad (4.46)$$

где  $\beta_o$  - коэффициент усиления на низкой частоте.

В линейной области для длинноканальных МОП-транзисторов

$$S = \frac{W}{L} \mu_{эф} C_0 U_{си}, \quad (4.47)$$

а в области насыщения

$$S = \frac{W}{L} \mu_{эф} C_0 (U_{зи} - U_{пор}). \quad (4.48)$$

Из уравнений (4.48) и (4.47) видно, что крутизна увеличивается при уменьшении длины канала  $L$ , порогового напряжения и толщины оксида  $d$  (т.к.  $C_0 = \epsilon\epsilon_0 / d$ ) и при увеличении ширины оксида  $W$  и напряжения на затворе.

По аналогии с проводимостью коллектора  $g_k$  биполярного транзистора для МОП-транзистора вводится параметр  $g_k$  - проводимость канала, т.е. величина, обратная сопротивлению канала:

$$g_k = \left. \frac{dI_c}{dU_{си}} \right|_{U_{зи} = \text{const}}. \quad (4.49)$$

Когда МОП-транзистор работает в линейной (крутой) области выходной ВАХ, его сопротивление должно быть очень малым, а следовательно, проводимость  $g_k$  - как можно большей. Для линейной области:

$$g_k = \frac{W}{L} \mu_{эф} C_0 (U_{зи} - U_{пор}). \quad (4.50)$$

Из выражения (4.50) видны пути увеличения выходной проводимости. Когда прибор работает в пологой области характеристики (в области насыщения) сопротивление транзистора должно быть велико, а проводимость соответственно мала из-за того, что в области насыщения тока стока согласно (4.39) не зависит от  $U_{си}$ , т.е. дифференциальное сопротивление канала  $r_c = \infty$ . Но известно (4.3.4), что благодаря уменьшению длины проводящего канала в этой области  $r_c$  имеет хотя и большую, но конечную величину. Более точный расчет  $g_k$  приведен в [5].

#### 4.3.6. Физическая эквивалентная схема и частотные свойства МОП-транзистора

Физическая эквивалентная схема МОП-транзистора для малого сигнала, включающая в себя набор собственных емкостей прибора и сопротивлений структуры, представлена на (рис.4.13).

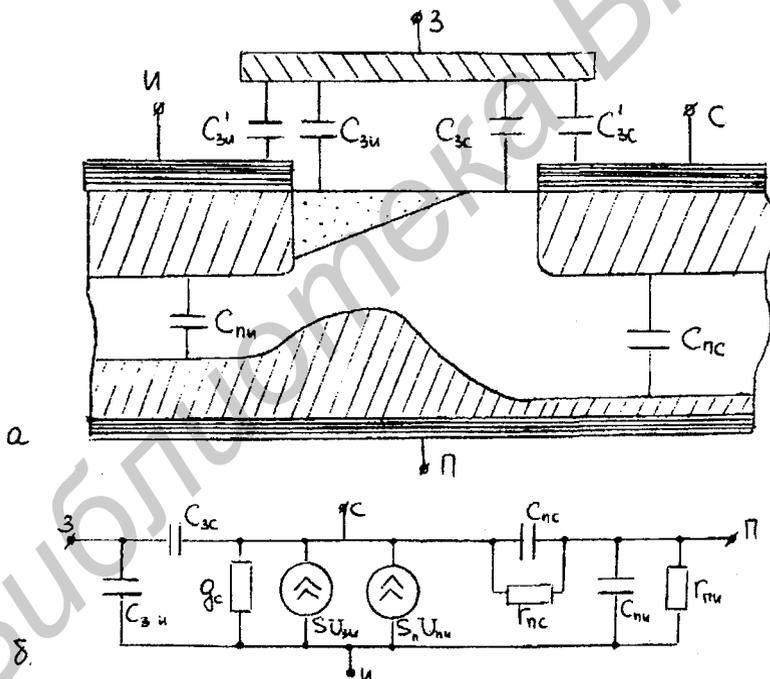


Рис.4.13. Малосигнальные физические эквивалентные схемы МОП-транзистора:

а - схема, поясняющая образование собственных емкостей прибора;

б - полная физическая эквивалентная схема МОП-транзистора

В приведенной эквивалентной схеме распределенная емкость затвор - канал  $C_{зк}$  представлена двумя сосредоточенными конденсаторами затвор - исток  $C_{зи}$  и затвор - сток  $C_{зс}$ . Эти конденсаторы отражают потекосцепление с зарядом канала, который определяет работу МОП-транзистора. Время пролета носителей через канал определяет быстродействие транзистора, что, в свою очередь, непосредственно связано со временем перезаряда конденсатора  $C_{зк}$ . Полагают, что в линейной области работы транзистора эти емкости равны  $C_{зи} \approx C_{зс} = C_{зк}/2 = ZL \epsilon \epsilon_0 / d$ ; в области насыщения  $C_{зс} = 0$ , а  $C_{зи} \approx C_{зк}$ . Это отражает тот факт, что в режиме насыщения со стороны стока канал отсекается (рис.4.13, а) и количество силовых линий между затвором и стоком мало.

Конденсаторы  $C'_{зи}$  и  $C'_{зс}$  включены между затвором и областями истока и стока соответственно и вызваны погрешностями совмещения и перекрытием затворным электродом диффузионных областей истока и стока. В транзисторах с самосовмещенным затвором они отсутствуют, так как отсутствует перекрытие. В эквивалентной схеме (рис.4.13, б) они не указаны. Конденсаторы, включенные между подложкой и истоком  $C_{пи}$  и подложкой и стоком  $C_{пс}$ , отображают барьерные емкости p-n-переходов подложка - исток (или сток).

При моделировании этих обедненных областей нужно учесть в полной физической эквивалентной схеме еще и их дифференциальные сопротивления  $r_{ин}$  и  $r_{пс}$ . В полной эквивалентной схеме (рис.4.13, б) введены генераторы тока  $SU_{зи}$  и  $SU_{пс}$ , где  $S_n$  - крутизна по подложке при подаче на подложку напряжения относительно истока. Эти генераторы моделируют транзисторные эффекты при управлении приборами как со стороны затвора ( $SU_{зи}$ ), так и со стороны подложки ( $S_n U_{пс}$ ). Чаще всего на практике подложка, соединенная с истоком, является общим электродом прибора. Для этого случая физическая эквивалентная схема для малого сигнала представлена на (рис.4.14).

Пользуясь эквивалентной схемой, представленной на (рис.4.14), модуль коэффициента усиления транзистора  $K_1$ , запишем:

$$|K_1| = \left| \frac{I_{вых}}{I_{вх}} \right| \approx \frac{i_{вых}}{i_{вх}} = \frac{SU_{зи}}{U_{зи} \omega C_{зи}} = \frac{\kappa U_{нас}}{2\pi f C_0 ZL} = \frac{\mu_{эф} C_0 Z U_{сн нас}}{L 2\pi f C_0 ZL} = \frac{\mu_{эф} U_{сн нас}}{L^2 2\pi f}$$

По определению (3.10) частота  $f$  равна предельной  $f_T$ , когда модуль коэффициента усиления по току равен единице. Следовательно,

$$f_T = \frac{\mu_{эф} U_{сн нас}}{2\pi L^2} \quad (4.51)$$

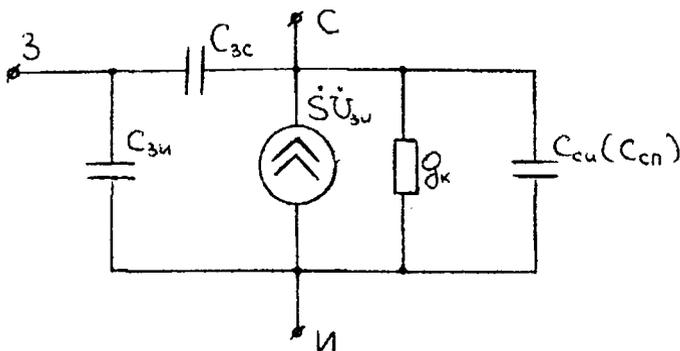


Рис.4.14. Упрощенная физическая эквивалентная схема МОП-транзистора

Из выражения (4.51) видно, что для повышения быстродействия транзистора необходимо в первую очередь увеличивать эффективную подвижность носителей в канале  $\mu_{\text{эф}}$  и уменьшать длину канала  $L$ . Уменьшать величины порогового напряжения  $U_{\text{пор}}$  для увеличения  $f_T$  ( $U_{\text{си,нас}} = U_{\text{зи}} - U_{\text{пор}}$ ) нужно осторожно, так как это может привести к снижению помехозащищенности прибора.

#### 4.3.7. Эффекты, связанные с малыми размерами транзистора

Желание увеличить быстродействие транзистора и плотность упаковки на кристалле заставляет разработчиков уменьшать длину канала до размеров, которые позволяют достигнуть существующие технологические операции. Но уменьшение длины канала влияет и на другие параметры прибора ( $S$ ,  $U_{\text{пор}}$ ,  $\mu_{\text{эф}}$ ,  $I_{\text{дт}}$ ).

Проведенные экспериментальные измерения порогового напряжения  $U_{\text{пор}}$  показали, что его величина при уменьшении длины канала изменяется: уменьшается в р-канальных транзисторах и может уменьшаться или увеличиваться в п-канальных. Такое неоднозначное воздействие длины канала  $L$  на величину порогового напряжения объясняется двумя физическими эффектами, которые необходимо учитывать, когда длина канала становится меньше 3 мкм (для типичных концентраций примесей в подложке). Прежде всего снижение величины порогового напряжения становится заметным, когда длина канала имеет тот же порядок, что и толщина обедненного слоя у переходов исток - подложка или сток - подложка.

При расчете порогового напряжения (4.22) предполагалось, что область пространственного заряда, на границе которой исчезает поле затвора, имеет прямоугольную форму. В этом случае пренебрегают зарядами вблизи переходов истока и стока, на которых заканчивается распространение встроенных полей, выходящих из истока и стока. Перекрывание обедненных областей стока и истока, которое наблюдается при уменьшении длины канала,

приводит к уменьшению суммарного заряда той обедненной области в подложке, где заканчивается распространение поля под затвором. Поэтому член  $Q_{os}/C_0$ , входящий в выражение для  $U_{пор}$  (4.22), уменьшается, а следовательно, снижается величина  $U_{пор}$ .

При малых величинах  $U_{си}$  заряд обедненной области, наведенный напряжением затвора, сосредоточен в объеме, сечение которого представляет собой трапецию высотой  $x_d$ . Длина этой трапеции со стороны подложки  $L_1$  меньше, чем со стороны подзатворного оксида  $L$  (рис.4.15).

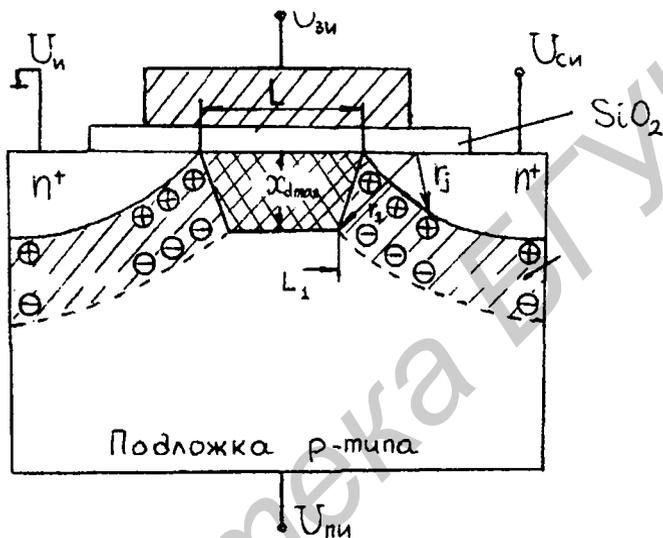


Рис.4.15. Сечение МОП-транзистора с коротким каналом:

+ - ионизированные доноры; - - ионизированные акцепторы

Заряд этой фигуры, который необходимо навести в полупроводнике с помощью затвора, чтобы канал вошел в пороговое состояние, и который обозначен на рисунке двойной штриховкой, можно записать как

$$Q'_{oc} = \frac{qxd_{max}ZN_n(L+L_1)}{2}, \quad (4.52)$$

где  $Z$  - ширина канала;  $N_n$  - концентрация примеси в подложке.

В длинноканальных транзисторах влиянием ОПЗ исток - подложка и сток - подложка на уменьшение длины канала со стороны подложки можно пренебречь, и тогда

$$L_1 \approx L, \text{ а } Q'_{oc} \approx qXd_{max}N_nZL. \quad (4.53)$$

При уменьшении длины канала становится заметно влияние этих обедненных областей,  $L_1$  становится заметно меньше  $L$  и заряд  $Q'_{oc}$  уменьшается. Величину уменьшения заряда можно рассчитать, полагая, что при  $U_{зи} = U_{пор}$  ширина обедненной области в направлении,

перпендикулярном границе раздела Si – SiO<sub>2</sub>, и вдоль радиусов кривизны r<sub>j</sub> диффузионных переходов стока и истока, одна и та же и равна X<sub>d max</sub>. В этом случае радиальное расстояние, приведенное на (рис.4.15), запишем:

$$r_1 = r_j + X_{d \max}, \quad (4.54)$$

где r<sub>j</sub> - радиус кривизны p-n - переходов стока и истока.

Решение геометрической задачи дает [3]

$$\frac{Q'_{\infty}}{Q_{oc}} = 1 - \frac{r_j}{L} [(1 + 2X_{d \max}/r_j)^{1/2} - 1]. \quad (4.55)$$

С учетом (4.55) выражение для порогового напряжения можно записать

$$U_{пор} = U_{п.э} + 2\varphi_{Fn} + (qN_n X_{d \max}/C_0) \cdot \left\{ 1 - \left[ \frac{1 + 2X_{d \max}}{r_j} \right]^{1/2} - 1 \right\} \frac{r_j}{L}. \quad (4.56)$$

Выражение (4.56) предполагает совершенную идентичность ОПЗ истока и стока, что справедливо при очень малых величинах U<sub>си</sub>. При увеличении U<sub>си</sub> растет ширина ОПЗ стока, а ширина ОПЗ истока практически не изменяется. В этом случае при приложенном напряжении между подложкой и истоком U<sub>ли</sub> толщину ОПЗ можно выразить как

$$X_d = \left[ \left( \frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_n} \right) (\varphi_k + U_{ли} + U_{си}) \right]. \quad (4.57)$$

На (рис.4.16) показано изменение порогового напряжения, согласно уравнению (4.56) для р - канальных транзисторов с толщиной оксида 50 нм и глубиной перехода r<sub>j</sub> = 0,5 мкм при нескольких значениях концентраций примеси в подложке.

Если учитывать отдельно разделение зарядов в областях, где граничат исток и затвор и где граничат сток и затвор, выражение (4.56) можно модифицировать так, что оно примет вид

$$U_{пор} = U_{п.э} + 2\varphi_{Fn} + (qN_n X_d/C_0) \left\{ 1 - (r_j/2L) [(1 - 2X_d/r_j)^{1/2} - 1] - (r_j/2L) [(1 + 2X_d/r_j)^{1/2} - 1] \right\}. \quad (4.58)$$

Длина канала, при которой употребляют термин "короткий канал", в настоящее время не имеет однозначного определения. Многие авторы считают, что эффекты короткого канала для приборов с типичной концентрацией примеси в подложке N<sub>n</sub> ≈ 10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup> проявляются при длине канала L<sub>min</sub> ≤ 3 мкм. В [2] приводится эмпирическая формула для минимальной

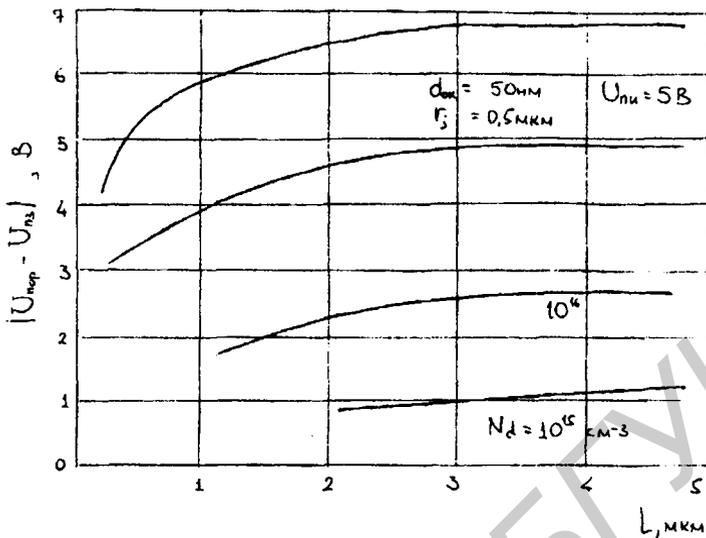


Рис.4.16. Зависимость величины порогового напряжения от длины канала для различных концентраций примесей в подложке р - канального транзистора [3]

длины канала, при которой подпороговый участок еще сохраняет длинноканальный характер:

$$L_{\text{min}} = 0.4[r_j d (x_{\text{dn}} + x_{\text{dc}})^2]^{1/3} \text{ [мкм]}, \quad (4.59)$$

где  $r_j$  — глубина р-п-перехода областей истока и стока, мкм;

$d$  — толщина оксидного слоя, Å;

$(x_{\text{dn}} + x_{\text{dc}})$  — сумма толщин обедненных слоев стока и истока, вычисленная в приближении одномерного резкого р-п-перехода, мкм.

Известно (1.2), что ширина обедненного слоя р-п-перехода определяется концентрациями примеси в слаболегированной области р-п-перехода и приложенным к нему напряжением. Так как области истока и стока легированы значительно сильнее, чем подложка, то величины  $x_{\text{dn}}$  и  $x_{\text{dc}}$  будут определяться концентрацией примеси в подложке. Чем меньше величина  $N_{\text{п}}$ , тем больше величина  $x_{\text{d}}$ . Поэтому для того чтобы предотвратить труднопрогнозируемые эффекты короткого канала, необходимо увеличивать концентрацию примеси в подложке.

В короткоканальных транзисторах нельзя пренебречь подпороговым током (током утечки), который протекает в закрытом состоянии прибора. Величина подпорогового тока определяет мощность рассеяния прибора в ждущем режиме, а также в основном скорость переключения и время возобновления информации в некоторых цифровых схемах.

Значительное увеличение подпорогового тока (несколько порядков) с уменьшением длины канала и зависимость его от величины напряжения на стоке (рис.4.17), как и в случае изменения порогового напряжения, объясняется близостью границ обедненных слоев исток - подложка и сток - подложка. В этом случае р-п-переход сток - подложка создает распределение поля, понижающее потенциальный барьер исток - подложка, что вызывает увеличение подпорогового тока. Такое уменьшение потенциального барьера р-п-перехода исток - подложка называется снижением барьера индуцированным стоком.

В приборах с коротким каналом подвижность в канале уменьшается при возрастании продольной составляющей  $E_x$  из-за перехода дрейфовой скорости в режим насыщения. Этот эффект насыщения дрейфовой скорости оказывает влияние на статические ВАХ МОП-транзистора. Ток насыщения в этом случае пропорционален не квадрату, а первой степени напряжения затвора:

$$I_{\text{нас}} = ZC_0(U_{\text{зи}} - U_{\text{пор}})\vartheta_{\text{нас}}, \quad (4.60)$$

где  $\vartheta_{\text{нас}} = 10^7 \text{ см/с}$ .

Эффект горячих носителей является основным физическим механизмом, который в короткоканальном транзисторе приводит к временному сдвигу величин его основных параметров: порогового напряжения, крутизны, подпорогового тока, подвижности, тока подложки, напряжения пробоя.

Сильные электрические поля, возникающие при уменьшении размеров транзисторов и постоянстве величин питающих напряжений, приводят к появлению горячих носителей. Кинетическая энергия, получаемая этими носителями при взаимодействии с электрическим полем, значительно больше, чем энергия, соответствующая температуре окружающей среды.

Эффекты, связанные с горячими носителями в р - канальных МОП-транзисторах, существенно меньше влияют на параметры прибора, чем эффекты в п - канальных транзисторах, вследствие того, что коэффициент ионизации дырок в кремнии меньше, а барьер на границе с изолятором выше. Поэтому в дальнейшем будем обсуждать проблемы, связанные с эффектом горячих носителей в п - канальных приборах.

Горячие электроны могут поставляться поверхностью проводящего канала и подложкой, а пара горячих носителей - электрон и дырка могут образовываться при работе транзистора в режиме насыщения в обедненном слое около стока в результате лавинного умножения, вызванного ударной ионизацией. Определяющее влияние на эффекты горячих носителей оказывает продольное электрическое поле  $E_x$  вблизи угла перехода под границей кремний - двуокись кремния, где стоковый переход находится непосредственно под затвором, так как в этой области прибора поле максимально.

При больших величинах напряжений на стоке в короткоканальных транзисторах в результате слабой ударной ионизации возникают горячие электроны и горячие дырки, которые могут эмитироваться в подзатворный диэлектрик. Эти горячие носители служат причиной наиболее сильной временной деградации параметров приборов.

#### 4.3.8. Пробой МОП-транзистора

За пробой МОП-транзистора ответственны три физических механизма:

- пробой подзатворного оксида;
- лавинное умножение носителей в ОПЗ около стока;
- смыкание обедненных слоев стока и истока.

При проектировании МОП-транзистора следует учитывать, что стремление использовать в приборе тонкий подзатворный оксид (для улучшения параметров транзистора) может привести к его пробую. Если толщина оксида не превышает 80 нм, то напряженность поля пробоя можно связать с толщиной  $d_{ок}$  эмпирическим соотношением

$$\varepsilon_{пр} \sim d_{ок}^{-0.21}. \quad (4.61)$$

Для термически выращенной двуокиси кремния электрическое поле напряженности  $7 \cdot 10^6$  В/см, как правило, вызывает необратимый пробой. При использовании металлического затвора со временем может произойти увеличение напряжения пробоя, так как ионы металла, попавшие в поры оксида во время осаждения, по истечении какого-то времени могут испариться.

В длинноканальных транзисторах при больших напряжениях на стоке ( $U_{ст} > U_{стн}$ ) обедненной области, около стока, где приложено максимальное электрическое поле  $E_x$ , может произойти лавинное умножение носителей, (аналог - лавинный пробой коллекторного р-п-перехода биполярного транзистора). Дырки, образующиеся в результате лавинного умножения, уходят в подложку, а электроны - в сток, увеличивая тем самым величину  $I_c$ . Величина напряжения на стоке  $U_{ст}$ , при котором происходит лавинный пробой  $U_{пр}$ , будет зависеть от напряжения на затворе ( $U_{зи} > U_{пор}$ ); так как при увеличении напряжения на затворе разница напряжений  $U_{ст} = U_{стн} - U_{зи}$  уменьшается, то процесс лавинного умножения затрудняется (см. рис.4.9).

Если в длинноканальных транзисторах дырки, коллектируясь подложкой, приводят только к увеличению тока подложки  $I_p$ , то в короткоканальных приборах они являются также причиной уменьшения напряжения пробоя. Падение напряжения на сопротивлении подложки  $r_n$  (рис.4.18) в силу того, что для изготовления МОП ИС обычно используются подложки с относительно высоким удельным сопротивлением, и в силу весьма малых их размеров

даже при незначительных токах подложки может стать причиной механизма "включения" паразитного биполярного p-p-n (исток - подложка - сток) транзистора. Действительно, дрейфовая составляющая дырочного тока подложки может увеличить потенциал подложки относительно вблизи расположенного истокового перехода  $U_{пн}$  (рис.4.18) настолько, что на истоке прибора создается режим прямого смещения. Если на p-n-переходе подложка - исток напряжение  $U_{пн}$  достигнет 0,6 В, то может начаться инжекция электронов из истока в подложку (рис.4.18, процесс 2).

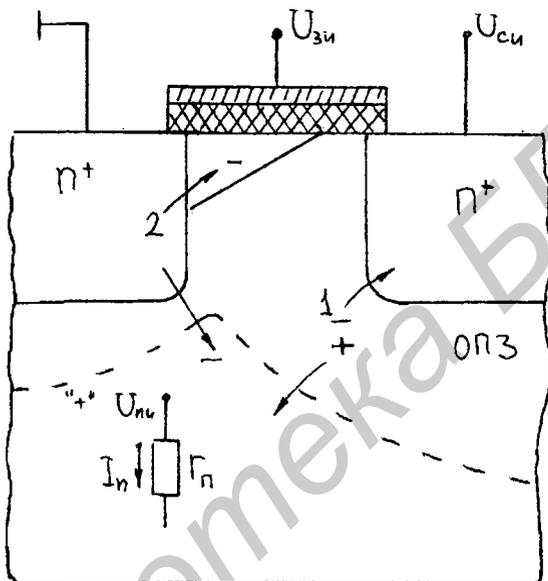


Рис.4.18. Схема, поясняющая механизм включения паразитного биполярного транзистора в короткоканальных МОП-транзисторах:

- 1 - процесс лавинного умножения носителей в обедненном слое около стока;
- 2 - процесс инжекции электронов из истока в канал и подложку.

Развитие этого процесса приводит к электрическому пробую транзистора, начало которого определяется условием

$$\alpha_{\text{прп}} \cdot M = 1, \quad (4.62)$$

где  $\alpha_{\text{прп}}$  - коэффициент усиления паразитного биполярного транзистора в схеме с общей базой.

Так как концентрация примеси в истоковой области на несколько порядков выше, чем в подложке, то коэффициент инжекции электронов близок к единице. Поэтому

$$\alpha_{\text{пр}} \approx 1 - \frac{W_B^2}{2L_{\text{диф}}}, \quad (4.63)$$

где  $W_B$  - эффективная толщина базы, равная по порядку величины  $L$ ;

$L$  - диффузионная длина в подложке.

Коэффициент умножения можно записать в виде

$$M = \left[ 1 - \left( \frac{U_{\text{кз.пр}}}{U_{\text{сп.пр}}} \right)^n \right]^{-1}, \quad (4.4)$$

где  $U_{\text{кз.пр}}$  - напряжение пробоя биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером и разомкнутой базой;  $U_{\text{сп.пр}}$  - напряжение пробоя перехода сток - подложка,  $n = 5 \dots 6$ .

Из выражений (4.62)–(4.64) для результирующего напряжения пробоя короткоканального МОП-транзистора получим

$$U_{\text{пр.лав}} \approx U_{\text{кз.пр}} \approx \frac{U_{\text{сп.пр}}}{2^{1/n}} \left( \frac{W_B}{L_{\text{диф}}} \right)^{2/n}. \quad (4.5)$$

В короткоканальных ( $L \approx 1 \dots 2 \mu\text{км}$ ) и слаболегированных ( $N_n < 10^{16} \text{см}^{-3}$ ) приборах пробой, как правило, наступает при меньшей величине напряжения, чем рассчитанное по формуле (4.65). Это связано с одним из механизмов пробоя — сквозное обеднение (смыкание истокового и стокового переходов). Сквозное обеднение происходит при таком взаимодействии обедненных областей истока и стока, которое снижает потенциальный барьер между ними, препятствующий протеканию электронного тока.

Известно (4.3.4) что, когда напряжение на стоке достигает насыщения  $U_{\text{сп.нас}}$ , ширина обедненного слоя  $x_{\text{де}}$  не остается постоянной, а зависит от приложенного к нему напряжения ( $U_{\text{ск}} - U_{\text{сп.нас}}$ ):

$$x_{\text{де}} = \left[ \frac{2\epsilon\epsilon_0(U_{\text{ск}} - U_{\text{сп.нас}})}{qN_n} \right]^{1/2}. \quad (4.66)$$

Когда величина напряжения на стоке  $U_{\text{ск}}$  станет равной напряжению пробоя, вызывающему сквозное обеднение  $U_{\text{пр.о}}$ , то длина канала  $L = x_{\text{де}}$ , следовательно,

$$U_{\text{пр.о}} - U_{\text{сп.нас}} = \frac{L^2 q N_n}{2\epsilon\epsilon_0}. \quad (4.67)$$

При малых величинах  $L$  и  $N_n$  напряжение пробоя  $U_{\text{пр.о}}$ , вызывающее сквозное обеднение, намного меньше, чем напряжение лавинного пробоя  $U_{\text{пр.лав}}$ .

#### 4.4. Приборы с зарядовой связью (ПЗС)

Принцип работы ПЗС основан на хранении подвижных носителей заряда в потенциальных ямах, созданных на поверхности полупроводника, и движении этих носителей в направлении движения потенциальной ямы.

Рассмотрим рис.4.19, на котором показана структура прибора. Если к среднему электроду (рис.4.19, а) приложить напряжение, полярность которого соответствует полярности основных носителей в полупроводнике (в данном случае отрицательное), то в приповерхностном слое полупроводника под металлическим электродом образуется обедненная подвижными носителями область, глубина которой зависит от приложенного напряжения и физико-электрических характеристик МДП-структуры. Потенциал поверхности полупроводника, расположенный под средним электродом, оказывается более отрицательным, чем потенциал близлежащих участков; вследствие этого для дырок возникает потенциальная яма, показанная (рис.4.19, а) штриховыми линиями.

Такое состояние не может сохраняться сколь угодно долго, и рано или поздно образуется приповерхностный слой, аккумулирующий неосновные носители, в данном случае дырки.

Время, в течение которого происходит накопление дырок, примерно равно времени, в течение которого хранится заряд на заполоминающих конденсаторах со структурой Al-SiO<sub>2</sub>-Si, поскольку в обоих случаях имеет место один и тот же процесс накопления дырок — генерация электронно-дырочных пар в обедненной области полупроводника. Таким образом, в течение определенного промежутка времени возможно хранение информации в такой потенциальной яме в виде наличия заряда или его отсутствия.

Если в приповерхностном слое полупроводника имеется некоторая порция подвижного заряда, то ширина обедненной области и величина поверхностного потенциала уменьшаются тем сильнее, чем больше подвижных носителей содержит инверсный слой. Максимальное количество подвижных носителей  $Q_{к0}$ , которое способно аккумулироваться в приповерхностном слое полупроводника, зависит от напряжения на затворе  $U_z$ , порогового напряжения МДП-структуры  $U_{пор}$  и емкости диэлектрика под электродом.

Для того чтобы передать заряд из одной потенциальной ямы в другую, нужно к последующему электроду приложить более отрицательное напряжение (рис.4.19, б). Если расстояние между электродами соизмеримо с глубиной обедненной области (для подложек с  $\rho = 4-10$  Ом.см глубина обедненной области равна 3-4 мкм), то в зазоре между передающим и принимающим электродами образуется продольное поле, вызывающее движение носителей к следующему участку полупроводника. По мере уменьшения носителей в передающей

области глубина ее потенциальной ямы растет. Глубина потенциальной ямы под принимающим электродом уменьшается вследствие роста концентрации носителей в этой области.

Полная передача будет иметь место в том случае, если потенциал поверхности полупроводника под принимающей областью останется более отрицательным, чем под передающей. Это условие является определяющим при выборе напряжения, поступающего на передающий электрод.

Ввод заряда под первый электрод может быть осуществлен по-разному. Например, можно использовать явление пробоя приповерхностного слоя полупроводника, происходящее в том случае, если на электрод подать импульс достаточной амплитуды с малой длительностью (рис.4.20, а). Так, для кремниевой подложки с  $\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  и толщиной диэлектрика  $x_d = 0,12 \text{ мкм}$  требуемое для пробоя напряжение составляет 165 В.

Ввод заряда под первый электрод можно обеспечить при помощи р-п-перехода, который при подаче отрицательного напряжения на первый электрод смещается в прямом направлении и инжектирует дырки в приповерхностную область полупроводника, контролируемую первым электродом (рис.4.20, б). Инжекцию дырок можно осуществить и при помощи диода с барьером Шоттки. И, наконец, подвижный заряд под электродами можно собрать, подвергнув противоположную поверхность полупроводника действию света (рис.4.20, в). В этом случае происходит интенсивная генерация электронно-дырочных пар, стимулирующая поток дырок под электроды.

Первый способ привлекателен тем, что не нужно проводить диффузию примеси в подложку. Но при построении цифровых устройств (сдвиговых регистров, ЗУ) используется второй способ, так как в этом случае отпадает необходимость в источнике высокого напряжения. Последний способ используется в устройствах, преобразующих световое изображение в электрический сигнал (в устройствах формирования сигналов изображений).

Детектирование сигнала также можно выполнить различными способами. В соответствии с первым способом на электрод подается положительный импульс напряжения, и дырки, уходя от поверхности полупроводника вглубь, создают ток подложки (рис.4.21, а). Поскольку от количества дырок зависит величина емкости затвор - подложка, то этот факт можно использовать при втором способе детектирования заряда (рис.4.22, б). Здесь по напряжению на емкостном делителе, предварительно усиленном МДП-транзистором, можно судить о наличии или отсутствии заряда под электродом. Третий способ предполагает проведение диффузии с целью создания р-области. Заряд, инжектируемый в обедненную область р-п-перехода, создает кратковременный импульс тока, который регистрируется во внешней цепи (рис.4.22, в).

Важнейшим параметром приборов, работающих по принципу поверхностного переноса зарядов, является коэффициент передачи «а», характеризующий эффективность передачи заряда от одной области полупроводника к другой, выраженной или в относительных единицах или в процентах.

Потеря заряда в ПЗС происходит по двум причинам. Во-первых, это обусловлено тем, что в течение конечного времени весь заряд не успевает перейти от одного электрода к другому. Во-вторых, часть заряда захватывается быстрыми поверхностными состояниями, всегда имеющимися на границе раздела полупроводник - диэлектрик и играющими роль ловушек для подвижных зарядов. Если в первом случае увеличение длительности импульса (уменьшение частоты работы) позволяет уменьшить потери заряда, то во втором, наоборот, с увеличением длительности импульсов увеличивается количество зарядов, захваченных ловушечными центрами. Естественно, что процесс передачи заряда должен происходить с такой скоростью, при которой коэффициент передачи, обусловленный обоими факторами, был бы максимальным. Так или иначе увеличение быстродействия ПЗС позволяет расширить диапазон частот, в котором передача заряда осуществляется с высокой эффективностью.

Для сдвигового регистра (рис.4.19), выполненного на базе динамического элемента (рис.4.23), требуется трехтактная система импульсов. В процессе работы регистра каждый электрод, как то показано на рис.4.23, б, поочередно становится передающим, принимающим, блокирующим, тем самым обеспечивается движение потенциальных ям вдоль поверхности полупроводника, а значит, и движение подвижного заряда. Разработка других элементов на ПЗС объясняется следующими недостатками, которые свойственны трехтактному элементу:

- требуется большое количество тактовых генераторов;
- предусматриваются диффузионные области для разводки тактовых шин, хотя для работы ПЗС они не требуются;
- незащищенный тонкий оксид, имеющийся в промежутках между электродами, является потенциальным источником нестабильности приборов.

Для передачи заряда в требуемом направлении необходимо, чтобы потенциальная яма была асимметрична. В рассмотренном элементе такая асимметричность (по отношению к середине передающего электрода) обеспечивается серией трехтактных импульсов. В двухтактных элементах такая возможность отсутствует, поэтому единственный способ создать необходимую асимметричность потенциальных ям — конструктивный.

Для всех ПЗС, у которых перенос заряда от одного электрода к другому происходит у поверхности раздела полупроводник-диэлектрик (ПЗС с поверхностным переносом заряда), свойственны два основных недостатка:

- влияние поверхностных состояний, захватывающих часть носителей и уменьшающих таким образом эффективность передачи заряда;
- наличие поверхностного рассеяния, из-за которого подвижность носителей в приповерхностном слое в 3...5 раз меньше объемной, в итоге быстродействие ПЗС ниже потенциально возможного.

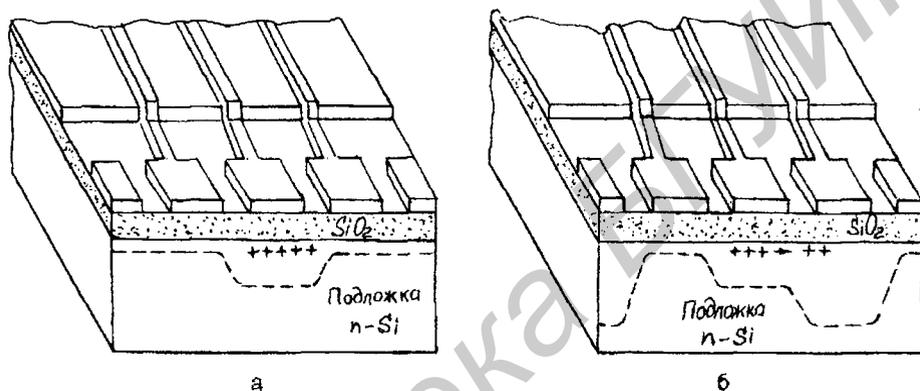


Рис.4.19. ПЗС с алюминиевыми затворами ;  
в режиме хранения (а) и передачи (б) цифровой информации

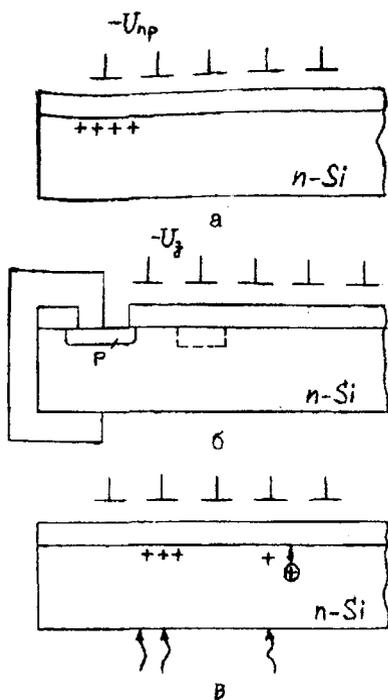


Рис.4.20. Способы ввода заряда в РЗС:

- а - пробой полупроводника;
- б - инжекция носителей прямосмещенных р-п-переходом;
- в - генерация электронно-дырочных пар под действием света

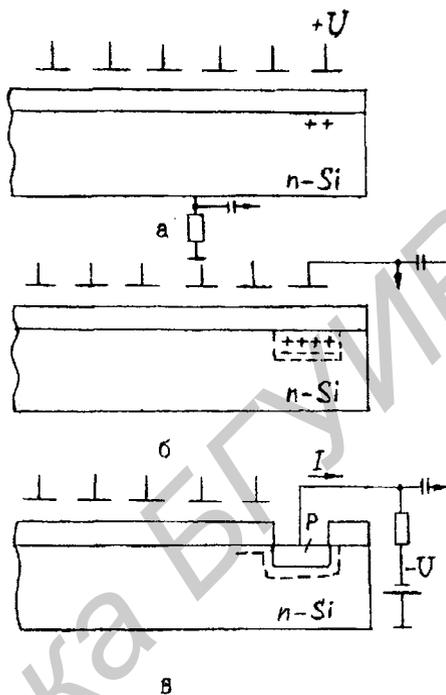
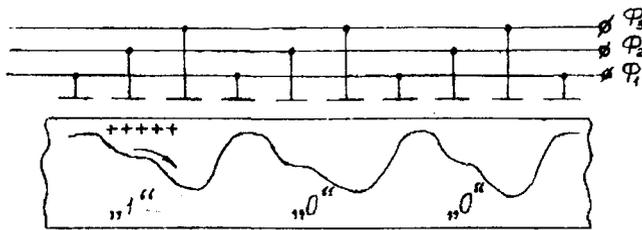
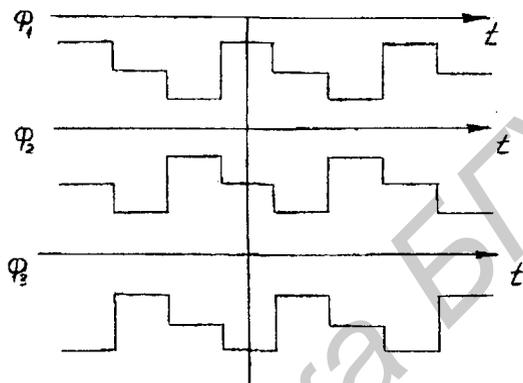


Рис.4.21. Способы детектирования заряда:

- а - инжекция дырок в подложку;
- б - изменение емкости затвор-подложка;
- в - инжекция дырок в обедненную область р-п-перехода



а



б

Рис.4.22. Трехтактный элемент (а) и временная диаграмма управляющих импульсов (б)

## Контрольные вопросы

- Почему этот тип транзисторов назван «полевыми»?
- По каким признакам классифицируются полевые транзисторы?
- В чем заключаются основные отличия биполярных и полевых транзисторов?
- Каков принцип работы полевого транзистора с затвором Шоттки (или с управляющим р-п-переходом)?
- В чем заключается идеализация МОП-транзистора?
- Из каких соображений выбирается материал затвора?
- Что влияет на величину порогового напряжения? Как можно регулировать величину порогового напряжения?
- Чем определяется частота отсечки МОП-транзистора?
- Какие отличия существуют в МОП-транзисторах с индуцированным и встроенным каналами? Как эти отличия отражаются на выходных статических характеристиках?
- В чем преимущества короткоканальных МОП-транзисторов по сравнению с транзисторами с длинным каналом?
- На какие параметры и как влияет эффект «горячих носителей» в короткоканальных МОП-транзисторах?

## ЛИТЕРАТУРА

1. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.
2. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х томах. М.: Мир, 1984.
3. Маллер Р., Кейминс Т. Элементы интегральных схем. М.: Мир, 1989.
4. Ржевкин К.С. Физические принципы действия полупроводниковых приборов. М.: МГУ, 1986.
5. Ферри Д., Эйкерс Л., Гринич Э. Электроника ультрабольших интегральных схем. М.: Мир, 1991.
6. Степаненко И.П. Основы микроэлектроники. М.: Высш.шк., 1980.
7. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. М.: Сов. радио, 1990.
8. Сутако Т., Икома Т., Такэиси Е. Введение в микроэлектронику. М.: Мир, 1981.
9. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы. М.: Высш.шк., 1987.
10. Тилл. У., Лаксон Дм. Интегральные схемы. М.: Мир, 1985.
11. Агаханян Т.М. Основы транзисторной электроники. М.: Энергия, 1974.
12. Россато Л. Физическая электроника и микроэлектроника. М.: Высш.шк., 1991.

Предисловие .....	3
1. Электронно-дырочный переход.....	4
1.1. Образование электронно-дырочного (p-n) перехода.....	4
1.2. P-n-переход в состоянии теплового равновесия.....	6
1.2.1. Резкий несимметричный переход.....	6
1.2.2. Плавный переход.....	8
1.3. Барьерная емкость p-n-перехода.....	9
1.4. P-n-переход при нарушении равновесия.....	10
1.5. Граничная концентрация неосновных носителей в базе.....	12
1.6. Распределение концентрации неосновных носителей в базе .....	13
1.6.1. Случай "длинной" базы.....	15
1.6.2. Случай тонкой базы.....	15
1.7. Аналитические выражения для ВАХ p-n-переходов.....	16
1.7.1. Общее выражение.....	16
1.7.2. Случай "длинной" базы.....	17
1.7.3. P-n-переход с тонкой базой.....	18
1.8. Генерация и рекомбинация носителей в ОПЗ p-n-переходов.....	18
1.9. Диффузионная емкость .....	21
1.10. Высокий уровень инжекции .....	23
1.11. Пробой p-n-перехода (диода) .....	26
1.11.1. Лавинный пробой .....	27
1.11.2. Туннельный пробой.....	29
1.12. Переходные процессы в p-n-переходе.....	32
1.13. Зависимость параметров и характеристик p-n-переходов от температуры .....	36
Контрольные вопросы .....	40
2. Контакты металл - полупроводник.....	41
2.1. Барьер Шоттки.....	41
2.2. Диод Шоттки.....	45
2.3. Невыпрямляющий (омический) контакт.....	47
Контрольные вопросы.....	49
3. Биполярные транзисторы.....	50
3.1. Общие сведения.....	50
3.2. Принцип работы и коэффициент передачи тока одномерной идеализированной	

модели биполярного транзистора (БТ) .....	54
3.3. Модель Эберса-Молла.....	59
3.4. Распределение потоков носителей в реальной одномерной модели БТ.....	60
3.5. Отклонения от модели Эберса-Молла в реальном транзисторе.....	62
3.5.1. Отклонения по току.....	62
3.5.2. Отклонение по напряжению.....	66
3.6. Статические ВАХ биполярного транзистора.....	69
3.6.1. Схема с ОБ.....	70
3.6.2. Схема с ОЭ.....	72
3.7. Зарядовая модель биполярного транзистора.....	74
3.8. Импульсные свойства БТ.....	76
3.8.1. Переходные процессы при работе в режиме малого сигнала.....	76
3.8.2. Импульсные свойства БТ при малом сигнале.....	77
3.8.3. Импульсный режим работы БТ при большом сигнале.....	79
3.9. Физические эквивалентные схемы для малого сигнала.....	81
3.10. Характеристические частоты транзистора.....	84
3.11. Пробой транзистора.....	87
3.12. Тип структур биполярных СВЧ-транзисторов.....	90
Контрольные вопросы.....	94
4. Полевые транзисторы.....	95
4.1. Общие сведения.....	95
4.2. Канальные транзисторы (КТ).....	96
4.2.1. Простая теория MeП-транзистора.....	96
4.2.2. Частотные характеристики MeП-транзистора.....	100
4.3. МОП-транзисторы.....	101
4.3.1. Идеальная МДП-структура.....	101
4.3.2. Реальная МДП-структура.....	103
4.3.3. Величина порогового напряжения и пути ее регулирования.....	107
4.3.4. Статические ВАХ МОП-транзистора с индуцированным каналом (работающего в режиме обогащения).....	108
4.3.5. Параметры МОП-транзистора.....	114
4.3.5.1. Подвижность носителей в проводящем слое.....	114
4.3.5.2. Статические параметры.....	115
4.3.5.3. Дифференциальные параметры.....	118

4.3.6. Физическая эквивалентная схема и частотные свойства МОП-транзистора.....	119
4.3.7. Эффекты, связанные с малыми размерами транзистора .....	121
4.3.8. Пробой МОП-транзистора.....	127
4.4. Приборы с зарядовой связью(ПЗС).....	130
Контрольные вопросы.....	136
Литература.....	137

Библиотека БГУИР

Учебное издание

Автор Колосницын Борис Сергеевич

## УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

### ЭЛЕМЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

для студентов специальности  
"Микроэлектроника"

Редактор Е.Н. Батурчик

Подписано в печать 28.02.2001.

Формат 60x84 1/16

Бумага офсетная. Печать ризографическая. Усл.печ.л.8,25.

Уч -изд л.8,0

Тираж 100 экз. Заказ 137.

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
Отпечатано в БГУИР. Лицензия ЛП N 156 . 220013, Минск, П.Бровки, 6 .