

Министерство образования Республики Беларусь  
Учреждение образования  
«Белорусский государственный университет  
информатики и радиоэлектроники»

Факультет радиотехники и электроники

Кафедра микро- и наноэлектроники

# **ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ И ЭЛЕМЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНЫХ МИКРОСХЕМ**

В двух частях

Часть 1

**Б. С. Колосницын, Н. В. Гапоненко**

**ФИЗИКА АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ИНТЕГРАЛЬНЫХ МИКРОСХЕМ**

*Допущено Министерством образования Республики Беларусь  
в качестве учебного пособия для студентов учреждений  
высшего образования по специальностям «Микро- и наноэлектронные  
технологии и системы», «Квантовые информационные системы»*

Минск БГУИР 2016

УДК 621.382(075.8)  
ББК 32.844.1я73  
П53

**Р е ц е н з е н т ы:**

кафедра физики полупроводников и наноэлектроники Белорусского государственного университета (протокол №5 от 23.12.2014);

профессор кафедры микро- и нанотехники Белорусского национального технического университета, доктор технических наук, профессор В. А. Сычик

**Полупроводниковые** приборы и элементы интегральных микросхем.  
П53 В 2 ч. Ч. 1 : Физика активных элементов интегральных микросхем : учеб. пособие / Б. С. Колосницын, Н. В. Гапоненко. – Минск : БГУИР, 2016. – 196 с. : ил.  
ISBN 978-985-543-138-2 (ч. 1).

Учебное пособие «Полупроводниковые приборы и элементы интегральных микросхем» состоит из двух частей. В первой части «Физика активных элементов интегральных микросхем» рассматриваются вопросы физики работы биполярных и полевых структур с элементами расчета маломощных приборов НЧ и ВЧ диапазонов. Большое внимание уделено эффектам короткого канала МОП транзисторов, потери мощности в КМОП схемах, а также физике и конструкции полевых транзисторов с барьером Шоттки.

Данное учебное пособие будет полезно магистрантам, обучающимся в области микроэлектроники, а также инженерам электронной техники.

**УДК 621.382(075.8)**  
**ББК 32.844.1я73**

**ISBN 978-985-543-138-2 (ч. 1)**  
**ISBN 978-985-543-137-5**

© Колосницын Б. С., Гапоненко Н. В., 2016  
© УО «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники», 2016

## СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	6
ГЛАВА 1 ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД.....	8
1.1 Образование электронно-дырочного p-n-перехода .....	8
1.2 Электронно-дырочный переход в состоянии теплового равновесия.....	10
1.2.1 Резкий несимметричный переход.....	10
1.2.2 Плавный переход.....	12
1.3 Барьерная емкость p-n-перехода.....	13
1.4 Электронно-дырочный переход при нарушении равновесия.....	13
1.5 Граничная концентрация неосновных носителей в базе.....	15
1.6 Распределение концентрации неосновных носителей в базе .....	17
1.6.1 Общий случай .....	17
1.6.2 Случай длинной базы.....	17
1.6.3 Случай тонкой базы .....	19
1.7 Аналитические выражения для ВАХ p-n-переходов.....	19
1.7.1 Общее выражение .....	19
1.7.2 Случай длинной базы.....	20
1.7.3 P-n-переход с тонкой базой .....	21
1.8 Генерация и рекомбинация носителей в ОПЗ p-n-переходов.....	22
1.9 Диффузионная емкость.....	25
1.10 Высокий уровень инжекции.....	27
1.11 Пробой p-n-перехода (диода) .....	29
1.11.1 Лавинный пробой .....	29
1.11.2 Туннельный пробой .....	32
1.12 Переходные процессы в p-n-переходе .....	35
1.13 Зависимость параметров и характеристик p-n-перехода от температуры ..	40
ГЛАВА 2 КОНТАКТЫ МЕТАЛЛ – ПОЛУПРОВОДНИК.....	44
2.1 Барьер Шоттки.....	44
2.2 Диод Шоттки.....	48
2.3 Невыпрямляющий (омический) контакт .....	50
ГЛАВА 3 БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ.....	53
3.1 Общие сведения.....	53

3.2 Принцип работы и коэффициент передачи тока одномерной идеализированной модели биполярного транзистора (БТ) .....	57
3.2.1 Схема с ОБ .....	57
3.3 Модель Эберса – Молла .....	63
3.4 Распределение потоков носителей в реальной одномерной модели БТ в активном нормальном режиме .....	64
3.5 Отклонения от модели Эберса – Молла в реальном транзисторе.....	66
3.5.1 Отклонения по току.....	66
3.5.2 Отклонение по напряжению.....	70
3.6 Статические ВАХ биполярного транзистора .....	74
3.6.1 Схема с ОЭ.....	75
3.7 Зарядовая модель биполярного транзистора.....	76
3.8 Импульсные свойства БТ .....	79
3.8.1 Переходные процессы при воздействии малого сигнала.....	79
3.8.2 Импульсные свойства БТ при малом сигнале.....	79
3.8.3 Импульсный режим работы БТ при большом сигнале .....	82
3.9 Физические эквивалентные схемы для малого сигнала.....	84
3.10 Характеристические частоты транзистора .....	86
3.11 Пробой транзистора .....	91
ГЛАВА 4 ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ.....	95
4.1 Общие сведения.....	95
4.2 МОП транзисторы .....	96
4.2.1 Идеальная МДП структура.....	96
4.2.2 Реальная МДП структура .....	100
4.2.3 Величина порогового напряжения и пути ее регулирования .....	103
4.2.4 Статические ВАХ МОПТ, работающего в режиме обогащения.....	107
4.2.5 Параметры МОПТ .....	114
4.2.6 Физическая эквивалентная схема и частотные свойства МОПТ .....	121
4.3 МОПТ с коротким и узким каналами.....	123
4.3.1 Подпороговые токи .....	125
4.3.2 Уменьшение порогового напряжения .....	131
4.3.3 Пороговое напряжение узкоканальных транзисторов .....	134
4.3.4 Эффект паразитного биполярного транзистора.....	137
4.3.5 Сквозное обеднение канала.....	139

4.3.6 Заряд окисла.....	139
4.3.7 Оптимизация структуры истоков и стоков.....	141
4.3.8 Особенности масштабирования МОПТ.....	142
4.3.9 Структуры МОПТ, обеспечивающие дальнейшее повышение быстродействия.....	144
4.3.10 МОПТ для аналоговых применений.....	148
ГЛАВА 5 КОМПЛЕМЕНТАРНЫЕ МОП СХЕМЫ.....	152
5.1 Общие сведения.....	152
5.2 Особенности проектирования КМОП схем с технологической нормой более 0,25 мкм.....	154
5.3 Паразитные транзисторные структуры.....	156
5.4 Защелкивание КМОП структур.....	158
5.5 Потеря мощности в КМОП БИС.....	163
5.5.1 Статическая рассеиваемая мощность.....	164
5.5.2 Динамическая рассеиваемая мощность.....	167
5.5.3 Рассеивание мощности в динамических КМОП БИС.....	170
5.5.4 Основные методы минимизации энергопотребления КМОП схем.....	174
5.5.5 Физические и конструктивно-технологические ограничения при проектировании маломощных МОПТ схем.....	174
ГЛАВА 6 ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР С ЗАТВОРОМ ШОТТКИ (ПТШ).....	179
6.1 Пороговое напряжение.....	179
6.2 Статические ВАХ ПТШ.....	181
6.3 Сопротивления стока и истока.....	187
6.4 Характеристические частоты транзистора.....	188
6.5 Современные структуры транзисторов.....	191
6.6 Сравнительная характеристика полевого транзистора с управляющим р-п-переходом и ПТШ.....	193
Литература.....	195

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Учебное пособие «Полупроводниковые приборы и элементы интегральных микросхем» включает в себя две части и базируется на конспекте лекций, которые в течение трех семестров читаются студентам БГУИР специальностей «Микро- и нанoeлектронные технологии и системы» и «Квантовые информационные системы». Предлагаемая вашему вниманию первая часть учебного пособия посвящена физике работы активных элементов интегральных микросхем.

Пособие включает в себя 6 разделов. В первом разделе достаточно подробно рассматриваются физические принципы работы электронно-дырочного р-п-перехода, который является составной и основной частью многих активных элементов интегральных микросхем. Процессы, происходящие в р-п-переходе при прямом и обратном смещениях во многом определяют принцип работы биполярных, да и не только биполярных структур.

Контакт Шоттки, принцип построения и энергетические диаграммы которого анализируются во втором разделе, является основой многих успешно применяющихся в настоящее время структур: диод Шоттки, транзистор Шоттки и полевой транзистор с затвором Шоттки. Более подробно анализ работы приборов с контактом Шоттки будет проведен в третьем разделе этой части пособия и во второй его части. Во втором разделе анализируются также основные параметры невыпрямляющих омических контактов.

Анализ физики работы биполярного транзистора в третьем разделе традиционно начинается с рассмотрения работы бездрейфового биполярного транзистора, а также анализируются особенности его работы при наличии встроенного электрического поля в базе. Разновидности топологии мощных СВЧ биполярных транзисторов, о которых упоминается в этом разделе, а также конструкции и физика работы гетеробиполярных транзисторов будут рассмотрены во второй части пособия.

В четвертом разделе в ознакомительном аспекте рассматриваются принципы работы всех полевых транзисторов как канальных, так и МОП транзисторов, а подробно – физика работы МОП транзисторов (МОПТ), работающих в режиме обогащения. При анализе их работы большое внимание уделено критериям и эффектам краткоканальности: снижению величины порогового напряжения, увеличению подпорогового тока, уменьшению свободных носителей в канале, эффективной подвижности крутизны и величины напряжения прибора. Рассматриваются существующие методы увеличения крутизны и приводятся современные и перспективные структуры МОПТ. Анализируются физические и конструктивно-технологические ограничения, возникающие при масштабировании МОПТ.

На протяжении уже более 20 лет основным активным элементом интегральной схемотехники является КМОП ИМС, поэтому пятый раздел пособия посвящен физике работы, конструкции и особенностям проектирования

КМОП схем. В разделе анализируются основные механизмы рассеивания мощности в КМОП схемах и методы минимизации их энергопотребления.

Полевой транзистор с затвором Шоттки на основе арсенида галлия – современный вид активного элемента, способного работать в СВЧ диапазоне. В шестом разделе пособия анализируются физика работы, основы расчета и современные структуры транзисторов.

Библиотека БГУИР

# 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 (рисунок 1.1), поле которого ( $E_{diff}$ ) будет препятствовать дальнейшей диффузии. Этот слой шириной ( $x_d$ ) будем называть областью пространственного заряда (ОПЗ), или обедненным слоем. Из условия электронейтральности перехода  $\int_{-x_{dp}}^{x_{dn}} qN(x)dx = 0$

запишем

$$N_a x_{dp} = N_d x_{dn}. \quad (1.1)$$

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

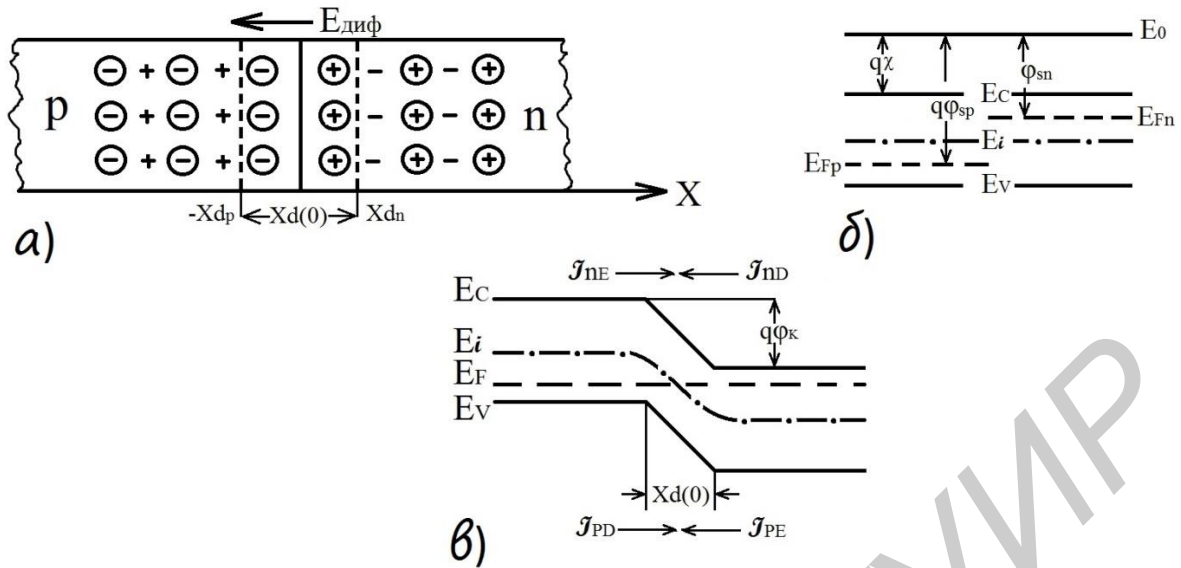
Вследствие наличия электрического поля между областями материала разных типов электропроводности образуется потенциальный барьер. Достижение равновесного состояния осуществляется за счет того, что диффузионные составляющие электронного  $J_{nD}$  и дырочного  $J_{pD}$  токов уравниваются движущимися в обратном направлении под действием  $E_{diff}$  дрейфовыми составляющими токов  $J_{nE}$  и  $J_{pE}$  (рисунок 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. работа выхода из полупроводника определяется выражением

$$q\varphi_s = q\chi + (E_c - E_F), \quad (1.2)$$

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





а – энергетические, зонные диаграммы p-n-полупроводников; б – рисунок, поясняющий образование обедненного слоя; в – энергетическая зонная диаграмма p-n-перехода  
Рисунок 1.1 – Образование p-n-перехода

+, – – свободные носители заряда (электроны и дырки, соответственно);  
⊕, ⊖ – связанные носители заряда (ионизированные доноры и акцепторы соответственно).

Итак,

$$q\varphi_{Sp} - q\varphi_{Sn} = q\varphi_k = [q\chi + E_i + (E_i - E_F)]_p - [q\chi + E_i - (E_F - E_i)]_n = (E_i - E_F)_p + (E_F - E_i)_n. \quad (1.3)$$

Известно [1], что  $n_{n_0}(N_d) = n_i \exp \frac{E_{Fn} - E_i}{kT}$ ,  $p_{p_0}(N_a) = p_i \exp \frac{E_i - E_{Fp}}{kT}$  и  $n_i = p_i$ .

Следовательно,

$$q\varphi_k = kT \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}, \quad (1.4)$$

а контактная разность потенциалов  $\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}$ .

Или, полагая, что

$$n_i^2 = n_{n_0} p_{n_0} = p_{p_0} n_{p_0}, \quad (1.5)$$

получим

$$\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{n_0}}{n_{p_0}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{p_0}}{p_{n_0}}. \quad (1.6)$$

Выражение (1.5) можно записать иначе: зная, что  $n_i^2 = N_c N_v \exp(-E_g/kT)$ , 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 Электронно-дырочный 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 р-п-переходов получают методом эпитаксиального выращивания, второй – диффузией или имплантацией. Если величина концентрации примеси в одной из областей р-п-перехода значительно превышает концентрацию в соседней, то такой переход называется несимметричным (в отличие от симметричного, у которого  $N_d = N_a$ ).

Зависимости характеристик перехода от координаты (рисунок 1.2) можно получить, решив уравнение Пуассона:

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

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

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

Для области  $-x_p \leq x \leq 0$  (см. рисунок 1.2) запишем

$$\frac{d^2 \varphi_1}{dx^2} = \frac{q N_a(x)}{\varepsilon_r \varepsilon_0}, \quad (1.9)$$

а для области  $0 \leq x \leq x_n$ ,  $\frac{d^2 \varphi_2}{dx^2} = -\frac{q N_d(x)}{\varepsilon_r \varepsilon_0}$ .

Полагая, что при  $x = -x_{dp}$  и  $x = -x_{dn}$   $E = -d\varphi/dx = 0$ , находим

$$E_{\max_{x=0}} = \left| \frac{qN_a X_{db}}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \right| = \left| \frac{qN_d X_{dn}}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \right|. \quad (1.10)$$

Полагая, что при  $x = -x_{dp}$   $\varphi_1 = 0$  и, что при  $x = x_{dn}$   $\varphi_2 = \varphi_k$ , находим

$$\varphi_1 = \frac{qN_a}{\varepsilon_r \varepsilon_0} (x + x_{dp})^2 \quad \text{и} \quad \varphi_2 = \frac{qN_d}{\varepsilon_r \varepsilon_0} (x + x_{dn}) + \varphi_k. \quad (1.11)$$

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

$$\varphi_k = \frac{q}{2\varepsilon_r \varepsilon_0} (N_a x_{dp}^2 + N_d x_{dn}^2). \quad (1.12)$$

Используя (1.12) и  $x_d = x_{dn} + x_{dp}$ , получаем выражение для ширины ОПЗ в состоянии теплового равновесия:

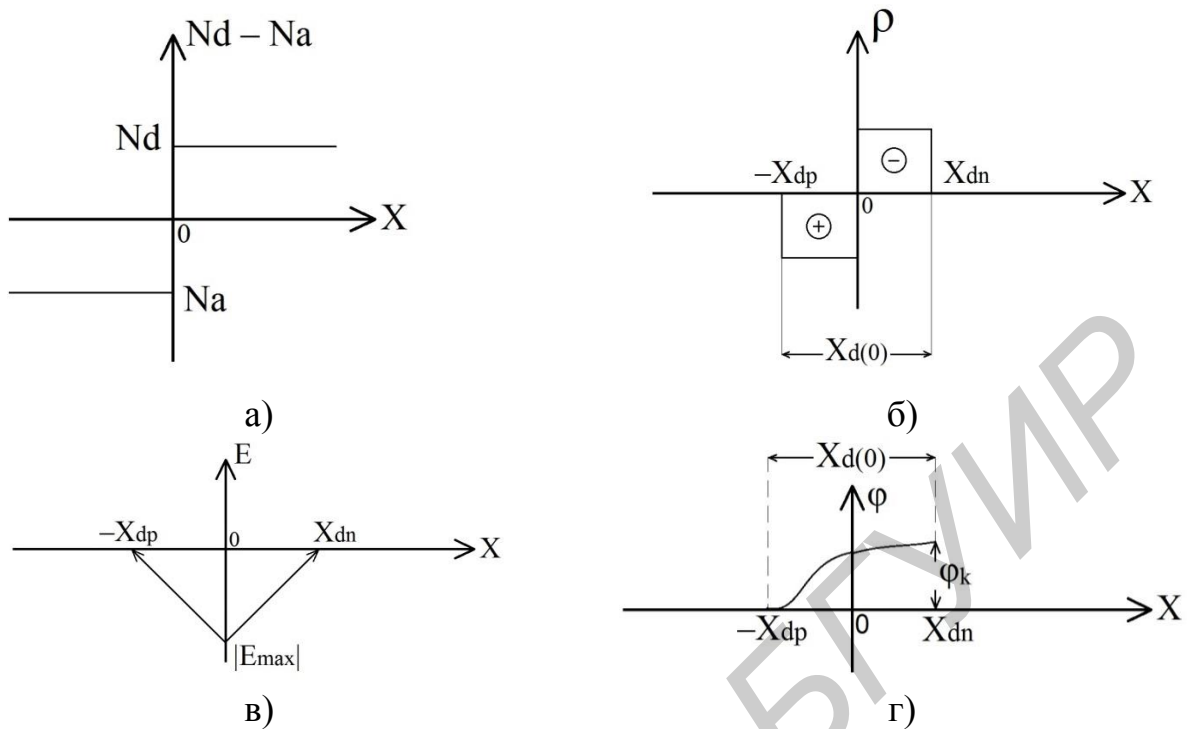
$$X_{d(0)} = \left[ \frac{2\varepsilon_r \varepsilon_0 (N_a + N_d) \varphi_k}{q N_a N_d} \right]^{1/2}. \quad (1.13)$$

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

$$x_{d(0)} = \left( \frac{2\varepsilon_r \varepsilon_0 \varphi_k}{q N_B} \right), \quad (1.14)$$

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

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



а – результирующая примесная концентрация;  
 б – объемный заряд; в – электрическое поле; г – потенциал  
 Рисунок 1.2 – Характеристики резкого р-п-перехода

### 1.2.2 Плавный переход

Общего аналитического решения уравнения Пуассона (1.9) для переходов, полученных диффузией или имплантацией, 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

$$N_d - N_a = ax, \quad (1.15)$$

где  $a$  – градиент результирующей примесной концентрации, имеющий размерность  $[\text{см}^{-4}]$ .

Распределение напряженности поля и потенциала легко найти для плавного симметричного р-п-перехода с линейным распределением примесей из уравнения Пуассона, поскольку плотность объемного заряда в обедненной

области зависит от координаты линейно, поле – квадратично, а потенциал меняется как куб координаты.

Решая в рамках приближения обеднения уравнение Пуассона  $\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{qax}{\varepsilon\varepsilon_0}$  для обеих областей перехода при граничных условиях, указанных в подразделе 1.2.1, получим величины максимального электрического поля и ширины ОПЗ:

$$E_{\max, x=0} = -\frac{qaxd_0^3}{8\varepsilon\varepsilon_0}; \quad (1.16)$$

$$x_{d(0)} = \left(\frac{12\varepsilon\varepsilon_0\varphi_k}{qa}\right)^{1/3}. \quad (1.17)$$

### 1.3 Барьерная емкость р-п-перехода

Удельную барьерную емкость р-п-перехода  $C_{j0}$  ( $C_{бар0}$ ) можно определить, используя известное выражение  $C_{j0} = dQ/dU$ , где  $dQ$  – дифференциальное приращение плотности заряда, вызванное достаточно малым 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  $\varphi_k$  из (1.14), получим

$$C_{j0} = \frac{d[qN_b X_{d(0)}]}{d[qN_b X_{d(0)}^2 / 2\varepsilon\varepsilon_0]} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{X_{d(0)}} = \left(\frac{qN_b \varepsilon\varepsilon_0}{2\varphi_k}\right)^{1/2}. \quad (1.18)$$

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

$$C_{j0} = \frac{d[qax_{d(0)}^2 / 8]}{d[qax_{d(0)}^2 / 12\varepsilon\varepsilon_0]} = \left[\frac{qa(\varepsilon\varepsilon_0)}{12\varphi_k}\right]^{1/3}. \quad (1.19)$$

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 Электронно-дырочный 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 рисунка 1.3, суммарное электрическое поле, приложенное к ОПЗ р-п-перехода, уменьшится:

$$E_{\Sigma} = (E_{\text{диф}} - E) < E_{\text{диф}}.$$

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.

$$\gamma = \frac{J_n / (J_n + J_p)}{J_p / (J_n + J_p)} \text{ для } \frac{n^+ - p\text{-перехода}}{p^+ - n\text{-перехода}}, \quad (1.20)$$

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:  $E_{\Sigma} = (E_{\text{диф}} + E) > E_{\text{диф}}$  (рисунок 1.4), что соответственно 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.

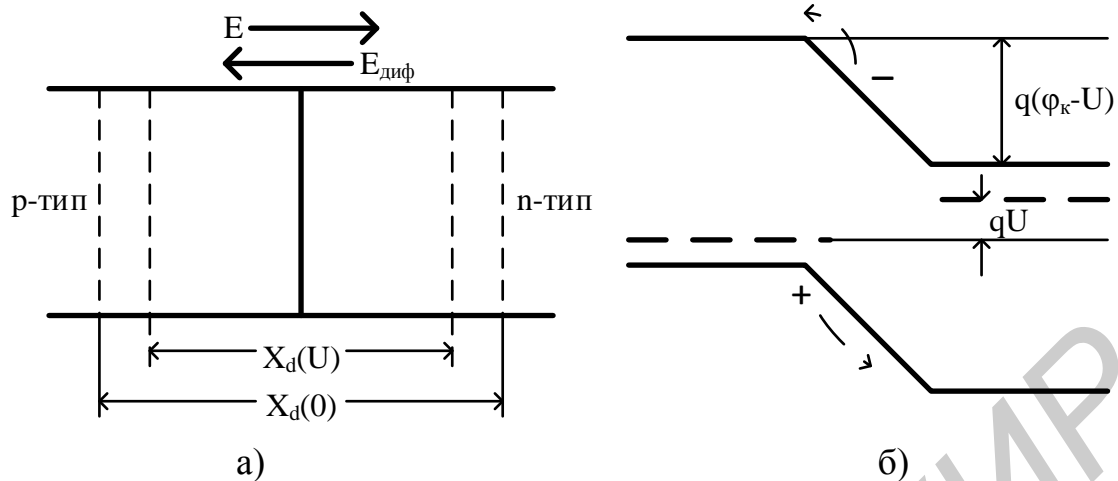
Ток экстракции (ток насыщения, тепловой ток) – выведение неосновных носителей заряда в соседние области р-п-перехода, где они являются основными.

Ширина ОПЗ и величина барьерной емкости р-п-перехода при  $U \neq 0$  изменяются по закону (1.21)

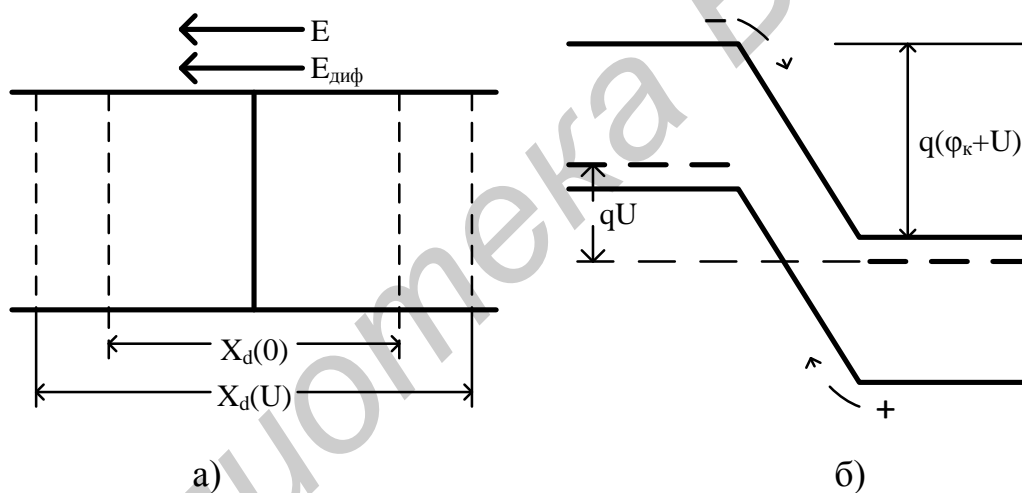
$$X_{d(U)} = X_{d(0)} \left(1 - \frac{U}{\phi_k}\right)^n, \quad C_j(U) = \frac{C_j(0)}{\left(1 - \frac{U}{\phi_k}\right)^n}, \quad (1.21)$$

где  $n = 1/2$  для резкого и  $n = 1/3$  для плавного переходов;

$U$  – напряжение, поданное на р-п с учетом знака.



а) — изменение ширины обедненного слоя;  
 б) — изменение высоты потенциального барьера  
 Рисунок 1.3 – P-n-переход при подаче прямого смещения



а) — изменение ширины обедненного слоя;  
 б) — изменение высоты потенциального барьера  
 Рисунок 1.4 – Электронно-дырочный переход при подаче обратного смещения

### 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:

$$J_p = q\mu_p E p - qD_p \frac{dp}{dx}. \quad (1.22)$$

Учитывая, что  $E = -d\varphi/dx$ , где  $\varphi$  – электростатический потенциал вдоль образца, и что  $D = \mu kT/q$ , запишем (1.23):

$$J_p = -q\mu_p p \frac{d\varphi}{dx} - q\mu_p \frac{kT}{q} \frac{dp}{dx} \approx 0. \quad (1.23)$$

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

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 рисунке 1.3, б, высота потенциального барьера уменьшится и станет равна  $q(\varphi_k - U)$ .

Следовательно, выражение (1.23) можно записать

$$-\frac{q}{kT} \int_0^{(\varphi_k - U)} d\varphi \int_{p_p(0)}^{p_n(0)} \frac{dp}{p} = 0, \quad (1.24)$$

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

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

$$p_{nгр} = p_{n0} \exp \frac{qU}{kT}. \quad (1.25)$$

Аналогично

$$n_{pгр} = n_{p0} \exp \frac{qU}{kT}.$$

При решении выражения (1.22) считали, что концентрации основных носителей вне области объемного заряда при условии малости токов практически равны равновесной. Величина напряжения  $U$  на р-п-переходе подставляется в (1.25) со знаком «+» при прямом смещении р-п-перехода и «-» при обратном.



## 1.6 Распределение концентрации неосновных носителей в базе

### 1.6.1 Общий случай

Рассматривая  $p^+$ - $n$ -переход, запишем уравнение непрерывности для дырок в  $n$ -базе:

$$\frac{dp}{dt} = G_p - R_p - \frac{1}{q} \operatorname{div} J_p, \quad (1.26)$$

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  $R_p = (p_n(x) - p_{n0}) / \tau_p = \Delta p_n(x) / \tau_p$ , где  $\tau_p$  — время жизни дырок в базе.
6. Отсутствует наполнение неосновных носителей в базе на контакте, т. е.  $p_n = p_{n0}$ .

Выражение для инжектированных неосновных носителей в базу можно записать как

$$p_n(x) \exp(j\omega t) = p_{n0} + \Delta p_n(x) + p_n \exp(j\omega t), \quad (1.27)$$

где  $\Delta p_n(x)$  — избыточная концентрация неосновных носителей в базе.

Подставляя (1.27) в (1.26) и произведя ряд математических преобразований, которые опускаются в этом учебном пособии и которые подробно описаны в [1], получим

$$p_n(x) = p_{n0} + p_{n0} \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) (ch x/L_p - ctg W_B/L_p \cdot sh x/L_p). \quad (1.28)$$

### 1.6.2 Случай длинной базы

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

Если  $W_B \gg L_n$  то  $\text{cth} \frac{W_B}{L_p} \approx 1$ ,  $\text{ch} \frac{x}{L_p} = \frac{e^{\frac{x}{L_p}} + e^{-\frac{x}{L_p}}}{2}$ ,  $\text{sh} \frac{x}{L_p} = \frac{e^{\frac{x}{L_p}} - e^{-\frac{x}{L_p}}}{2}$ .

И для длинной базы получим

$$p_n(x) = p_{n0} + p_{n0} \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \left( -\frac{x}{L_p} \right). \quad (1.29)$$

Рассмотрим распределение концентрации неосновных носителей при прямом и обратном смещениях р-n-перехода (рисунок 1.5). Прямое смещение  $U > 0$ :

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

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

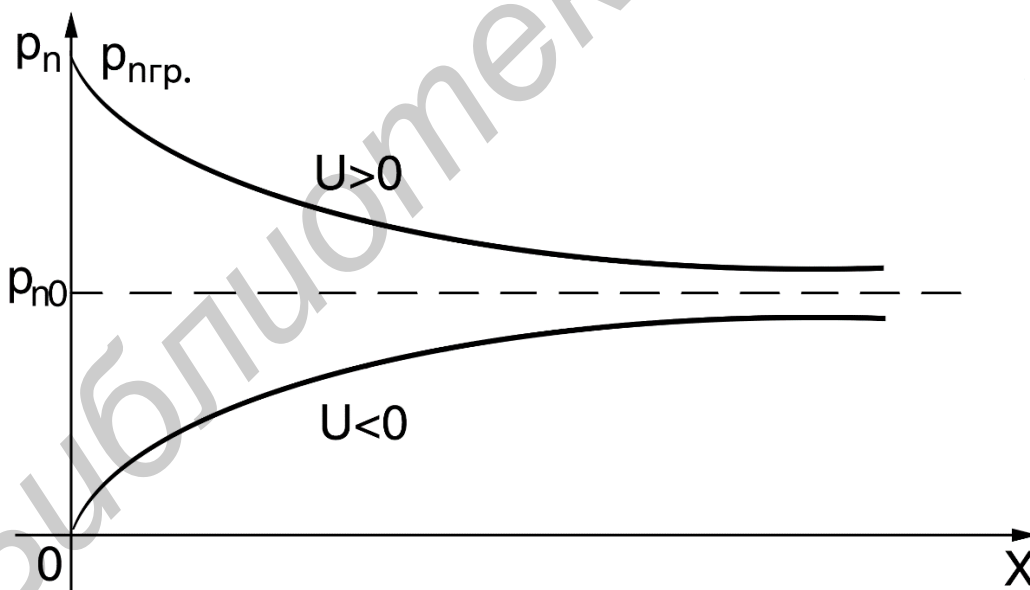


Рисунок 1.5 – Распределение концентрации неосновных носителей в длинной базе

В случае р-базы по аналогии с (1.29) запишем

$$n_p(x) = n_{p0} + n_{p0} \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \left( \frac{x}{L_n} \right). \quad (1.30)$$

### 1.6.3 Случай тонкой базы

Если  $W_B < L_p$  (или  $W_B < L_n$  для  $n^+$ -р), то  $cth(W_B/L_p) \approx L_p/W_B$ ,  $ch(x/L_p) \approx 1$ ,  $sh(x/L_p) \approx x/L_p$  и выражение (1.28) запишем как

$$\Delta p_n(x) = p_{n0} \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \left( 1 - \frac{x}{W_B} \right). \quad (1.31)$$

Или

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

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

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

При подаче обратного напряжения  $U < 0$

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

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

Начальные и конечные значения концентраций неосновных носителей в базе при прямом и обратном смещениях на р-п-переходе в этом случае не отличаются от случая длинной базы, но закон их распределения, судя по выражению (1.31), будет линейным (рисунок 1.6).

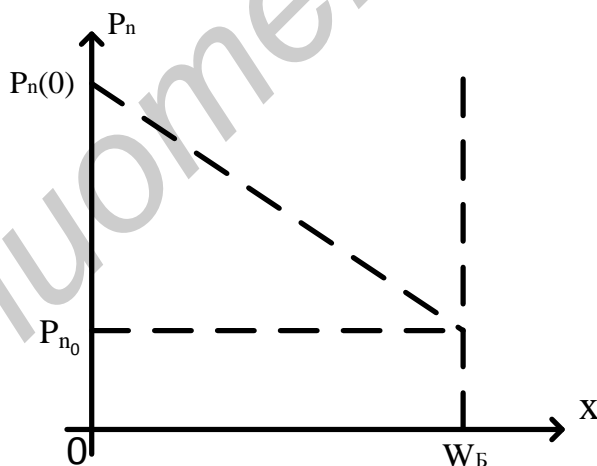


Рисунок 1.6 – Распределение концентрации неосновных носителей в тонкой базе

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

### 1.7.1 Общее выражение

Считаем, что перенос носителей заряда обусловлен только диффузией:

$$J = J_n + J_p \approx qD_n \text{grad } n - qD_p \text{grad } p; \quad J_p = -qD_p \frac{dp_n(x)}{dx}. \quad (1.32)$$

Подставляя в (1.32) выражение (1.28), для  $J_p$  получим

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

для сечения  $x = 0$

$$J_p = qD_p \frac{p_{n0}}{L_p} \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \text{cth} \frac{W_B}{L_p}. \quad (1.33)$$

И по аналогии

$$J_n = qD_n \frac{n_{p0}}{L_n} \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \text{cth} \frac{W_\Delta}{L_n}. \quad (1.34)$$

### 1.7.2 Случай длинной базы

Если  $W_B \gg L_p$ , то  $\text{cth} W_B/L_p \approx 1$ ; если  $W_\Delta \gg L_n$ , то  $\text{cth} W_\Delta/L_n \approx 1$ .  
А значит,

$$J = J_n + J_p = \left( qn_{p0} \frac{D_n}{L_n} + qp_{n0} \frac{D_p}{L_p} \right) \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right), \quad (1.35)$$

или, переходя от плотности тока к току,

$$I = I_s \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right), \quad (1.36)$$

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

Для случая длинной базы

$$I_s = Aq \left( p_{n0} \frac{D_p}{L_p} + n_{p0} \frac{D_n}{L_n} \right), \quad (1.37)$$

где  $A$  – площадь р-п-перехода.

Выражение (1.37) можно записать в различных модификациях, зная, что

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

При прямом смещении  $I_s$  имеет смысл постоянной, зависящей от материала р-п-перехода. Из (1.36) прямое  $U$  на р-п-переходе

$$U_{np}(U^*) = \frac{kT}{q} \ln \frac{I + I_s}{I_s} \approx \frac{kT}{q} \ln \frac{I}{I_s}. \quad (1.38)$$

Для кремниевых р-п-переходов при  $I = 1-10$  мА и  $T=300$  К  $U_{np} \approx 0,7$  В, т. к.  $I_s = 10^{-13} \dots 10^{-14}$  А.

### 1.7.3 Р-п-переход с тонкой базой

Так как  $W_B \ll L_p, W_E \ll L_n$ , то  $\text{cth} W_B / L_p \approx L_p / W_B$ , а  $\text{cth} W_E / L_n \approx L_n / W_E$ . Выражение для плотности тока насыщения

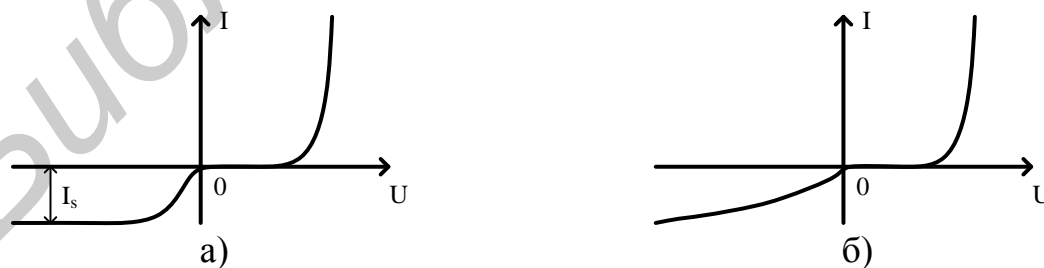
$$J = \left( qn_{p0} \frac{D_n}{W_E} + qp_{n0} \frac{D_p}{W_B} \right) \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right). \quad (1.39)$$

То есть выражение  $I = I_s \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right)$  сохраняется, но

$$I_s = Aq \left( \frac{n_{p0} D_n}{W_E} + \frac{p_{n0} D_p}{W_B} \right). \quad (1.40)$$

На рисунке 1.7 приведены ВАХ р-п-переходов с длинной и тонкой базами.

Прямые ветви практически идентичны, но обратная ветвь на рисунке 1.7, б не имеет насыщения. Это можно объяснить, анализируя график распределения неосновных носителей в базе при изменении обратного напряжения (рисунок 1.8). 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  $J_{P2} > J_{P1}$ .



а – с длинной базой; б – с тонкой базой  
Рисунок 1.7 – ВАХ р-п-перехода

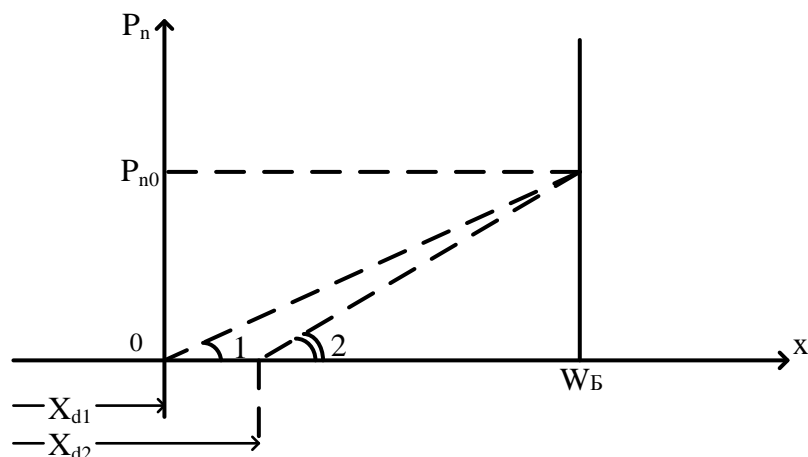


Рисунок 1.8 – Влияние величины обратного напряжения на распределение концентрации неосновных носителей в тонкой базе

### 1.8 Генерация и рекомбинация носителей в ОПЗ р-п-переходов

Обедненные области реальных р-п-переходов не могут быть бесконечно тонкими, а следовательно, необходимо учитывать результаты некоторых физических эффектов, которые могут происходить в ОПЗ при подаче на р-п-переход прямого или обратного напряжений.

При обратном смещении р-п-перехода суммарное электрическое поле в ОПЗ увеличивается и равновесие между процессами генерации и рекомбинации нарушается в пользу генерации носителей заряда, которая 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 (рисунок 1.9).

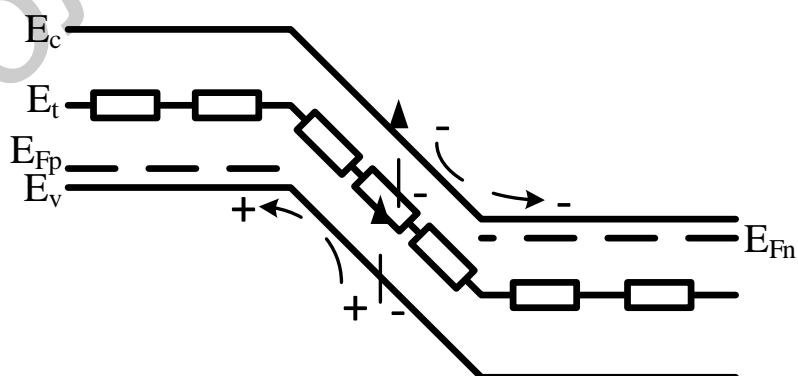


Рисунок 1.9 – Генерация носителей в ОПЗ р-п-перехода

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

$$G = \frac{n_i}{2\tau_0}, \quad (1.41)$$

где  $\tau_0 = 1/N_t \sigma U_{\text{диф}}$  – время жизни, связанное с рекомбинацией избыточных носителей в области, в которой концентрация центров рекомбинации равна  $N_t/(E_t \approx E_i)$ ;

$\sigma$  – поперечное сечение захвата дырок и электронов (полагаем  $\sigma_n \approx \sigma_p \approx \sigma$ );  
 $U_{\text{диф}}$  – скорость диффузии.

$$I_G = Ax_d q n_i / 2 \tau_0. \quad (1.42)$$

На рисунке 1.9 видно, что ток генерации совпадает по направлению с током насыщения, следовательно, суммарный ток реального р-п-перехода

$$I_{\text{обр}} = I_s + I_G + I_{\text{ум}}, \quad (1.43)$$

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

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

$$I_s \approx A q n_i^2 L_p / N_d \tau_p. \quad (1.44)$$

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

$$\frac{I_G}{I_s} = \frac{x_d N_d}{2 L_p n_i}. \quad (1.45)$$

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:

$$I_G = \frac{Aqni\chi_d}{2\tau_0} \left(1 - \frac{U}{\varphi_k}\right)^n = I_{G0} \left(1 - \frac{U}{\varphi_k}\right)^n, \quad (1.46)$$

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

$$I_R = \frac{Aqni\chi_d}{2\tau_0} \exp \frac{qU}{2kT}. \quad (1.47)$$

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  $I_R$ :

$$\frac{I_{ин}}{I_R} = \frac{2n_i}{\chi_d} \left( \frac{L_n}{N_a} + \frac{L_p}{N_d} \right) \exp \frac{qU}{2kT}. \quad (1.48)$$

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 (1.48).

При типичных значениях  $L$ ,  $\chi_d$  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 р-п-переход, будет равен сумме токов инжекции и рекомбинации  $I_{np} = I_{ин} + I_R$ .



### 1.9 Диффузионная емкость

В (1.3) было дано понятие барьерной емкости, которая определяется изменением связанного заряда ионизированных доноров и акцепторов 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,

$$C_0 = dQ/dU,$$

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

$$Q = Aq \left[ \int_0^{W_B} \Delta p_n(x) dx + \int_{-W_A}^0 \Delta n_p(x) dx \right]. \quad (1.49)$$

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 ( $Q_B$ ) равен

$$Q_B = Aq \int_0^{\infty} \Delta p_n(x) dx. \quad (1.50)$$

Подставляя в (1.50) значение  $\Delta p_n(x) = p_n(x) - p_{n0}$  из (1.29), получим

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

$$C_D = \frac{dQ_B}{dU} = \frac{q}{kT} A L_p q p_{n0} \exp \frac{qU}{kT}. \quad (1.51)$$

Умножим и поделим правую часть выражения (1.51) на  $\tau_p$ :

$$C_D = \frac{q}{kT} \tau_p \frac{A q p_{n0} L_p}{\tau_p} \exp \frac{qU}{kT}. \quad (1.52)$$

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

$$C_D = \frac{q}{kT} I \tau_p. \quad (1.53)$$

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 (рисунок 1.10).

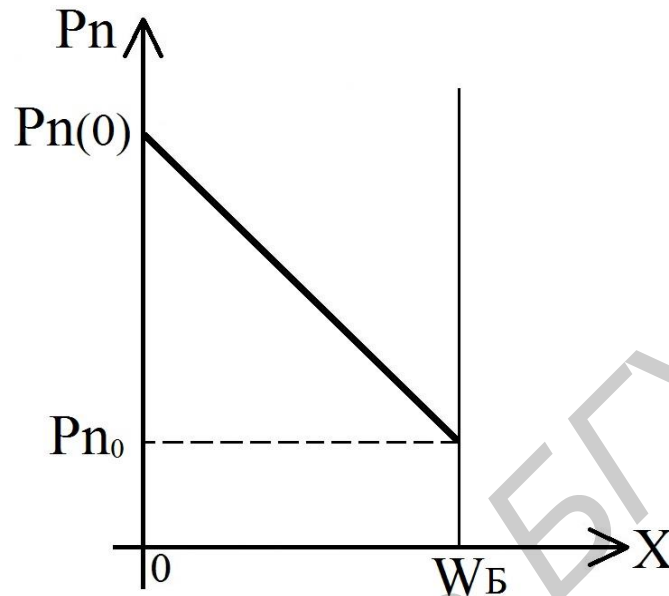


Рисунок 1.10 – Распределение концентрации неосновных носителей в тонкой n-базе при прямом смещении p<sup>+</sup>-n-перехода

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

$$Q_B = Q_{B0}A, \quad (1.54)$$

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

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

$$I = -qD_p \frac{dp}{dx} = -qD_p \frac{\Delta p_n(x)}{W_B}. \quad (1.55)$$

Выражая  $\Delta p_n(x)$  из (1.55) и подставляя его значение в (1.54), получим

$$Q_B = \frac{IW_B^2}{2D_p}. \quad (1.56)$$

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

$$C_D = \frac{dQ_B}{dU} = \frac{q}{kT} I \frac{W_B^2}{2D_p} = \frac{q}{kT} I t_{np}, \quad (1.57)$$

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 (1.35) и (1.39) для ВАХ р-перехода выводились исходя из условия малых плотностей токов, протекающих через р-п-переход (малый уровень инжекции).

Уровни инжекции ранжируются по соотношению 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 (МУИ), и  $p_{nsp} - p_{n0} = \Delta p_n \gg n_{n0}$  – высокий уровень инжекции (ВУИ).

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  $\Delta n_n \approx \Delta p_n$ . 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:

$$j_n = q n_n \mu_n \varepsilon + q D_n \text{grad } n \approx 0. \quad (1.58)$$

Из (1.58)  $\varepsilon = -\frac{D_n}{\mu_n n_n} \text{grad } n$ .

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

$$\varepsilon = -\frac{D_p}{\mu_p n_n} \text{grad } p. \quad (1.59)$$

Плотность дырочного тока с учетом (1.59) запишем как

$$j_p = -qDp \left(1 + \frac{p_n}{n_n}\right) grad p. \quad (1.60)$$

Из условия электронейтральности мы заключили, 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 (1.60) имеем  $n_n = p_n - n_{n0}$ . Подставляя выражение для  $n_n$  в (1.60), получим

$$j_p = -qDp \left(1 + \frac{p_n}{p_n + n_{n0}}\right) grad p. \quad (1.61)$$

При малом уровне инжекции  $\Delta p_n \approx p_n \ll n_{n0}$ . Учитывая это в выражении (1.61), получаем известное выражение для плотности диффузионного тока:

$$j_p = -q D_p grad p.$$

При высоком уровне инжекции  $p_n \gg n_{n0}$  и выражение (1.61) запишется как

$$j_p = -q 2D_p grad p. \quad (1.62)$$

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  $U_{RЭ} + U_{RБ} \approx I_{RБ}$  мала. При ВУИ напряжение на р-п-переходе будет суммой падений напряжений на ОПЗ и на базе  $U_j = U_{онз} + U_{RБ}$  или, переходя к прибору, напряжение на диоде является суммой падений напряжений на р-п-переходе и на базе  $U_D = U_j + U_{RБ}$ .

Для р-п-перехода с длинной базой аналитическое выражение вольт-амперной характеристики при высоком уровне инжекции запишем как

$$j = j_s \left[ \exp \frac{q(U - I_{RБ})}{kT} - 1 \right], \quad (1.63)$$

где выражение для плотности тока насыщения  $j_s$  такое же, как и в (1.37).

При высоких плотностях тока количество дырок  $\Delta p_n$ , инжектируемых в базу, нарушает ее квазинейтральность. Для ее соблюдения из вывода в базу

поступает такое же количество электронов  $\Delta n = \Delta p_n$ . Следовательно, удельное сопротивление базы  $R_B = l/\sigma_B = l/q\mu_n(n + \Delta n)$  уменьшается. Этот эффект, который играет определяющую роль в переходных процессах при ВУИ, называют модуляцией сопротивления базы.

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 р-п-перехода (диода)

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

Пробой барьера р-п-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 – лавинный или туннельный.

#### 1.11.1 Лавинный пробой

При этом механизме пробоя свободные носители между отдельными столкновениями в ОПЗ р-п-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 (1.10) максимальная напряженность поля в резком р-п-переходе

$$|E_{\max}| = \frac{qN_a x_p}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{qN_a x_n}{\epsilon \epsilon_0}.$$

Подставляя в это выражение величину  $x_d$  и считая  $n^+$ - $p$ -переход резко несимметричным ( $N_d \gg N_a$ ), получим

$$|E_{\max}| = \frac{qN_B x_d}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (1.64)$$

где  $N_B$  – концентрация дырок в  $p$ -области.

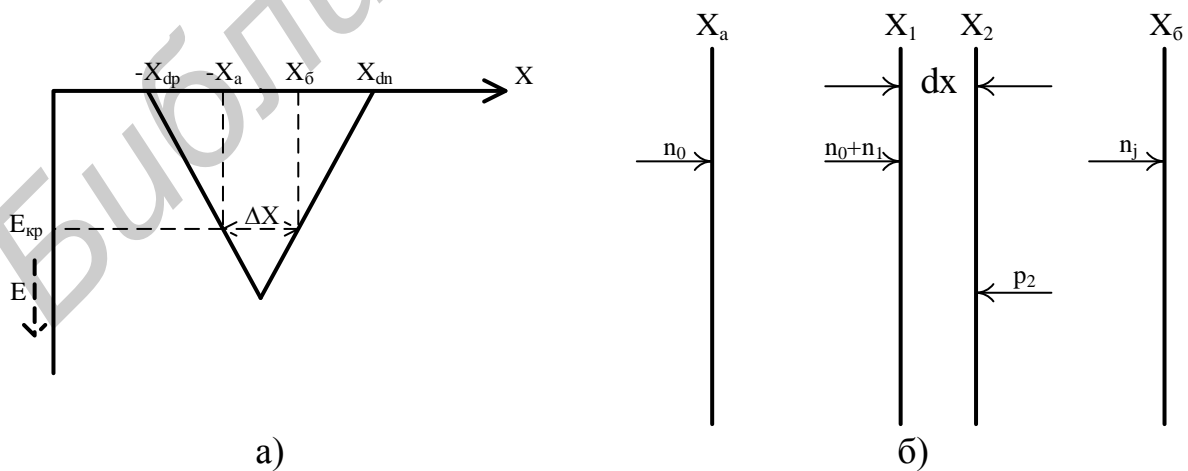
Учитывая (1.21) и полагая, что  $\phi_k \ll U$  (это всегда справедливо в случае лавинного пробоя), получим

$$|E_{\max}| = \left( \frac{2qN_B U}{\epsilon \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.65)$$

Если пробой происходит при каком-то критическом поле  $E_{кр}$ , то из (1.65) величину напряжения пробоя  $U_{np}$  можно записать

$$U_{np} = \frac{\epsilon \epsilon_0 E_{кр}^2}{2qN_B}. \quad (1.66)$$

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 (рисунок 1.11, а).



а – участок  $x$  электрического поля ОПЗ, в котором происходит ионизация носителей;

б – процесс генерации носителей в промежутке  $dx$

Рисунок 1.11 – Лавинное умножение в ОПЗ резкого  $n^+$ - $p$ -перехода

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

$$dn' = dp = \alpha_n n dx = \alpha_n (n_0 + n_1) dx, \quad (1.67)$$

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

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

$$dn'' = dp = \alpha_p p_2 dx, \quad (1.68)$$

где  $\alpha_p$  – коэффициент ионизации для дырок.

Полное приращение концентрации электронов в пределах отрезка  $dx$  равно.

$$dn = \alpha_n (n_0 + n_1) dx + \alpha_p p_2 dx. \quad (1.69)$$

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

$$n_j = n_0 + n_1 + n_2, \quad (1.70)$$

где  $n_2$  – концентрация электронов, появившихся в интервале от  $x_2$  до  $x_b$ ;  $n_2 = p_2$ , т. к. электроны и дырки образуются парами, поэтому можно записать

$$\frac{dn}{dx} = (\alpha_n - \alpha_p)(n_0 + n_1) + \alpha_n n_j. \quad (1.71)$$

Приняв, что  $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$ , и проинтегрировав выражение (1.71) с граничными условиями  $n(x_1) = n_0$  и  $n(x_2) = n_j$ , получаем

$$n_j - n_0 = n_j \int_{x_a}^{x_b} \alpha dx. \quad (1.72)$$

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

$$M = \frac{n_j}{n_0} = \left(1 - \int_{x_1}^{x_2} \alpha dx\right)^{-1}. \quad (1.73)$$

Когда интеграл в формуле (1.73) приближается к единице, коэффициент умножения неограниченно возрастает. Таким образом, режим лавинного умножения определяется условием

$$\int_{x_1}^{x_2} \alpha dx = 1. \quad (1.74)$$

Расчет  $M$  по формуле (1.73) представляет собой достаточно сложную задачу, поэтому для описания коэффициента умножения часто используют эмпирическую аппроксимацию вида

$$M = \left[1 - \left(\frac{U}{U_{np}}\right)^n\right]^{-1}, \quad (1.75)$$

где  $U$  – обратное напряжение;

$U_{np}$  – пробивное напряжение,  $n = 4 \dots 6$ .

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

- для резкого р-п-перехода

$$U_{np} = 60 \left(\frac{E_g}{1,1}\right)^{1,5} \left(\frac{N_B}{10^{16}}\right)^{-0,75}, \quad (1.76)$$

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

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

$$U_{np} = 60 \left(\frac{E_g}{1,1}\right)^{1,2} \left(\frac{a}{3 \cdot 10^{20}}\right)^{-0,4}, \quad (1.77)$$

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 появиться в зоне проводимости полупроводника n-типа.

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

$$U_{np} = \frac{\epsilon\epsilon_0 E_{кр}^2}{2q} \left( \frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) - \phi_k. \quad (1.78)$$

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

$$U_{np.тун} < U_{np.лав}.$$

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  $U_{np} < 5$  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  $E = U/x_d$ , то напряженность полей при туннельном механизме пробоя выше, чем при лавинном (рисунок 1.12).

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

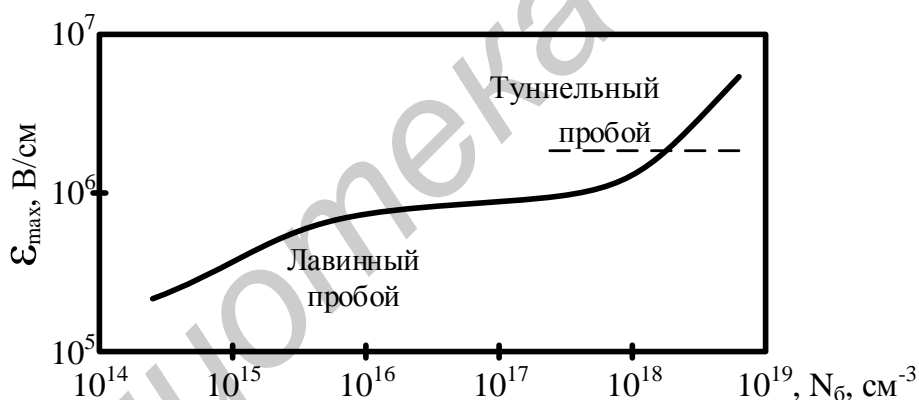


Рисунок 1.12 – Зависимость критических электрических полей лавинного и туннельного пробоев в кремнии от концентрации примеси

При лавинном пробое с ростом температуры пробивное напряжение переходов увеличивается, т. к. 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

$$n^* = n \exp(-d / L), \quad (1.79)$$

где  $L$  – средняя длина свободного пробега.

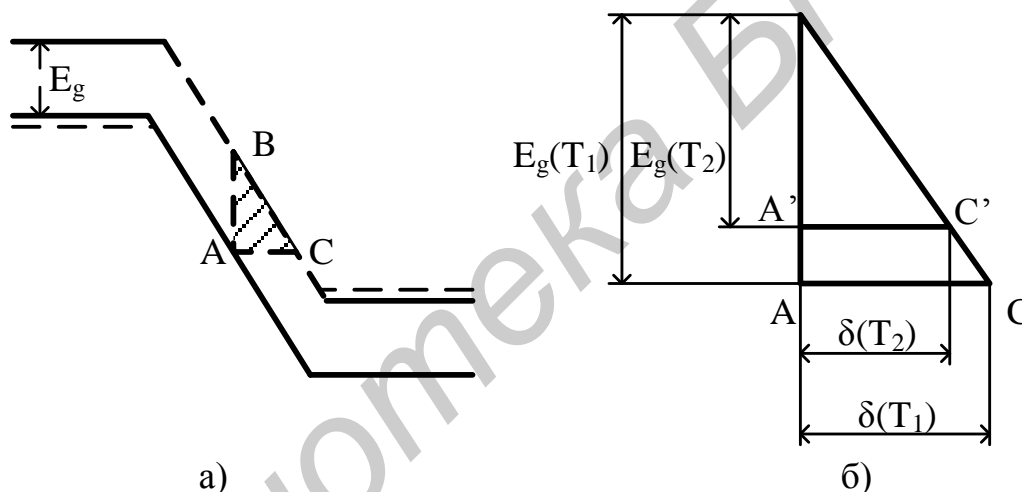
Длину  $d$  можно определить как

$$d = E_1 / q \varepsilon, \quad (1.80)$$

где  $E_1$  – минимальная энергия, необходимая для соударения с ионизацией;  
 $\varepsilon$  – среднее электрическое поле, ускоряющее электрон.

Таким образом,  $TKU_{np}$  при лавинном механизме положительный.

При туннельном пробое влияние температуры на напряжение  $U_{np}$  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  $\delta$  (рисунок 1.13). Поэтому увеличивается вероятность туннелирования, величина напряжения пробоя уменьшается, а значит,  $TKU_{np}$  при туннельном механизме отрицательный.



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

Рисунок 1.13 – Схематическое представление влияния температуры на механизм туннельного пробоя

### 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.

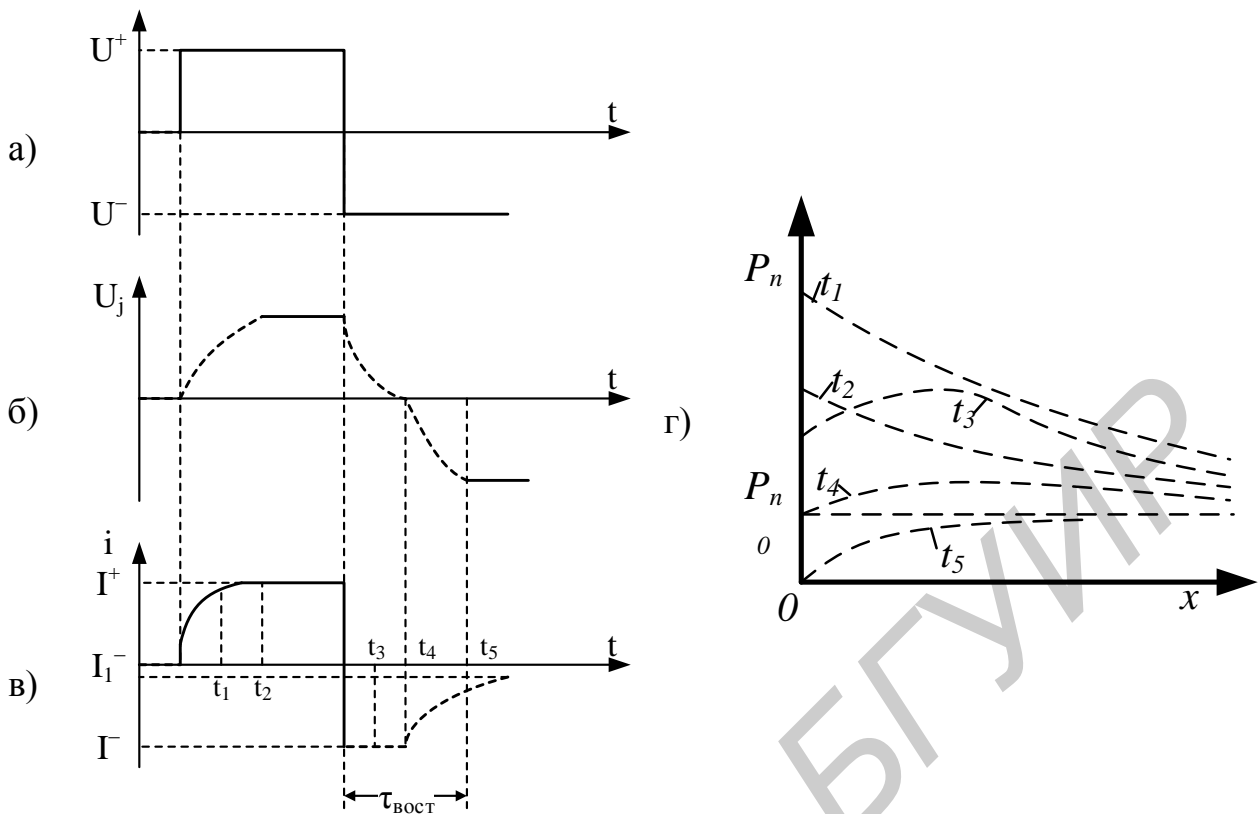
Вид переходных характеристик, описывающих процессы включения и переключения диода с прямого смещения на обратное, во многом будет определяться режимом работы источника входного сигнала (режим генератора тока или генератора напряжения).

Рассмотрим процесс переключения р<sup>+</sup>-п диода, работающего при высоком уровне инжекции, при подаче на него идеального прямого или обратного импульса напряжения (генератор напряжения) (рисунок 1.14).

При подаче на диод прямого напряжения ток через диод устанавливается не сразу (см. рисунок 1.14), т. к. с течением времени происходит накопление в базе инжектированных через р-п-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

$$Q_B \approx Q_p = I_p \tau_p \approx I \tau_p. \quad (1.81)$$

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  $I^- = U^- / R$  (рисунок 1.14, в, г).



а – изменение напряжения на диоде; б – изменение напряжения на ОПЗ р-п-перехода; в – изменение тока, протекающего через р-п-переход; г – энергетическая зонная диаграмма, поясняющая протекание максимального обратного тока в первый момент после переключения

Рисунок 1.14 – Характеристики переходных процессов диода, работающего при высоком уровне инжекции, в режиме генератора напряжения

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 р-п-перехода превышает равновесное значение (время  $t_4$ ), на ОПЗ р-п-перехода сохраняется прямое падение напряжения (рисунок 1.14, б). С момента времени  $t_4$  напряжение на ОПЗ р-п-перехода меняет знак, сопротивление перехода резко возрастает, а ток через диод начинает уменьшаться (см. рисунок 1.14, в) за промежуток времени  $t_4...t_5$ .

Таким образом, весь переходный процесс переключения диода делится на две фазы: начальную, в течение которой  $p_{nep} > p_{n0}$ ,  $U_j > 0$ , 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:

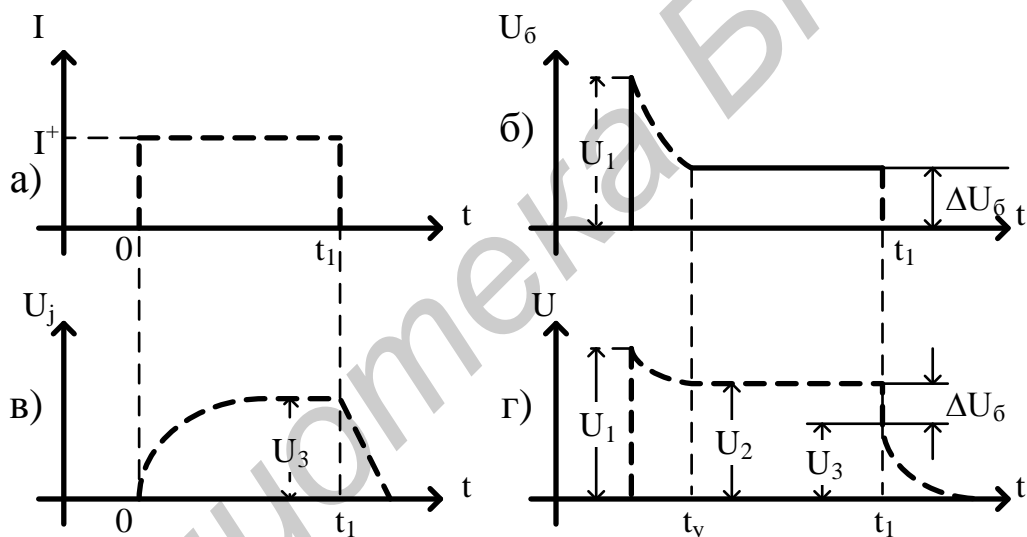
$$\operatorname{erf}(t_n / \tau_p)^{1/2} = I^+ / (I^+ + I^-). \quad (1.82)$$

При  $I^+ = I^- t_n = 0,235\tau$ , 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 (рисунок 1.15).



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  
Рисунок 1.15 – Характеристики переходных процессов диода, работающего при высоком уровне инжекции в режиме генератора тока

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, нейтрализующих 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  $U_2 = U_3 + \Delta U_B$  (рисунок 1.15, 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 (рисунок 1.15, в, г). Практически линейное уменьшение послеинжекционного 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

$$U(t) = \left( \frac{kT}{q} \right) \ln \left[ \frac{\Delta p_n(t)}{p_{no}} \right] \approx U_3 - \frac{kT}{q} \cdot \frac{t}{\tau_p}, \quad (1.83)$$

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 (рисунок 1.16).

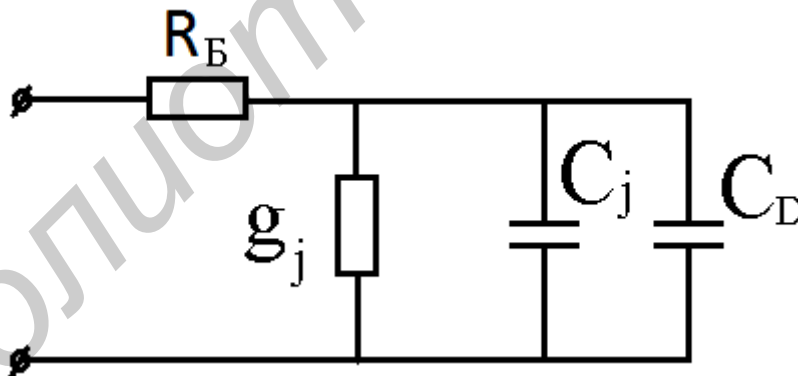


Рисунок 1.16 – Малосигнальная эквивалентная схема диода

Дифференциальная проводимость р-п-перехода (диода) равна

$$g_j = \frac{dI}{dU} = \frac{q}{kT} I_s \exp \frac{qU}{kT} = \frac{q}{kT} (I + I_s) = \frac{qI}{kT}. \quad (1.84)$$

Следовательно, дифференциальное сопротивление р-п-перехода  $R_j = kT/qI$ .

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

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

$$I_s = Aq \left( \frac{D_p p_{no}}{W_b} + \frac{D_n n_{po}}{W_e} \right) = Aqn_i^2 \left( \frac{D_p}{W_b N_d} + \frac{D_n}{W_e N_a} \right). \quad (1.85)$$

От температуры зависят коэффициенты диффузии  $D_n$  и  $D_p$ , концентрации легирующих примесей  $N_d(n_{no})$ ,  $N_a(p_{po})$  и собственная концентрация носителей заряда, которая экспоненциально зависит от температуры. Квадрат этой концентрации

$$n_i^2(T) = BT^2 \exp\left(-\frac{Eg}{kT}\right), \quad (1.86)$$

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

Из всех электрофизических параметров, входящих в формулу (1.85), 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:

$$I_s(T) = I_{s\infty} \exp\left(-\frac{Eg}{kT}\right), \quad (1.87)$$

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

Величину  $I_{s\infty}$  можно считать постоянной. Формула (1.87) неудобна для практических расчетов. Приведем ее к иному виду. Для заданной температуры  $T_0$  можно записать  $I_s(T_0)$ :

$$I_s(T_0) = I_{s\infty} \exp\left(-\frac{Eg}{kT_0}\right). \quad (1.88)$$

Разделив почленно (1.87) на (1.88), можно записать

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

Окончательно имеем

$$I_s(T) = I_s(T_0) \exp(a\Delta T), \quad (1.89)$$

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



Перейдя от основания  $e$  к основанию 2, перепишем формулу (1.89) 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  $I_s = 0,01I_G$ ). Ток генерации пропорционален концентрации собственных носителей заряда в первой степени (а не в квадрате, как для тока насыщения).

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

$$T_{y1} = 2T_y = 9\text{К}.$$

Прямой ток с изменением температуры изменяется в соответствии с выражением

$$I = I_s(T) \left[ \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \approx I_{s\infty} \exp[-(Eg - qU)/kT]. \quad (1.90)$$

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 (1.90), получим

$$U_j = \frac{Eg}{q} - \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_{s\infty}}{I}\right). \quad (1.91)$$

Температурный коэффициент прямого напряжения на ОПЗ р-п-перехода при заданном прямом токе через диод отрицателен и зависит от прямого тока, но слабо, т. к. всегда  $I \ll I_{s\infty}$ .

$$TKU_j = \frac{dU}{dT} = -\frac{k}{q} \ln \frac{I_{s\infty}}{I}.$$

Таким образом, напряжение на ОПЗ р-п-перехода с ростом температуры линейно уменьшается.

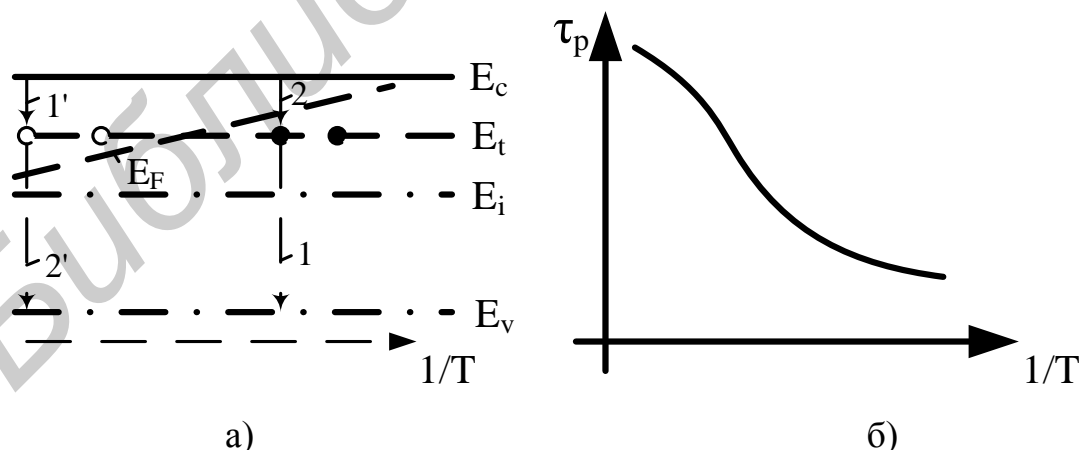
При высоком уровне инжекции нужно учитывать величину напряжения, падающего на сопротивление базы, т. е.  $U_{Rb}$ . В диапазоне рабочих температур концентрация основных носителей в базе примерно постоянна и равна концентрации легирующей примеси. Поэтому сопротивление базы

$R_B \sim \rho_B = 1/qn_{no}\mu_n$  с ростом температуры увеличивается, т. к. подвижность  $\mu_n(T)$  с ростом температуры падает. При увеличении сопротивления базы возрастает падение напряжения  $U_{RB}$ . Поэтому результирующий коэффициент напряжения на диоде  $TKU$  определяется значением прямого тока: при малых токах  $TKU < 0$ , а при больших  $TKU > 0$ .

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 (рисунок 1.17).

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 уровня Ферми. 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 (рисунок 1.17, а, 1); второй этап – электрон из зоны проводимости займет освободившуюся ловушку (рисунок 1.17, а, 2). Оба этапа проходят быстро, и время  $\tau_p$  мало.



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

Рисунок 1.17 – Схематическое представление влияния температуры на время жизни неосновных носителей в п-базе р-п-перехода

При увеличении температуры растет вероятность того, 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. рисунок 1.17, 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  $\tau_p$  растет (рисунок 1.17, б). Таким образом, с ростом температуры длительность переходных процессов в р-п-переходе увеличивается, частотные свойства ухудшаются.

### Контрольные вопросы

1. Что такое электронно-дырочный переход?
2. Почему электронно-дырочный переход является выпрямляющим контактом?
3. Как и почему изменяется высота потенциального барьера р-п-перехода с изменением температуры и типа полупроводникового материала?
4. Какие параметры р-п-перехода изменяются при приложении прямого и обратного напряжения?
5. Что такое «инжекция» и «экстракция»?
6. Чем обеднена ОПЗ?
7. Где и как возникает ток генерации и почему он учитывается при обратном смещении р-п-переходов, изготовленных из широкозонных полупроводниковых материалов?
8. Что такое барьерная емкость и от чего она зависит?
9. Какие составляющие входят в величины прямого и обратного токов р-п-перехода?
10. Как различают р-п-переходы по ширине базы?
11. В чем смысл диффузионной емкости и от чего зависит ее величина?
12. Почему обратный ток кремниевого р-п-перехода увеличивается с ростом величины обратного напряжения вне зависимости от ширины базы?
13. Что такое и от чего зависит время восстановления обратного сопротивления тока р-п-перехода (диода)?
14. Почему величина напряжения лавинного пробоя больше величины напряжения туннельного пробоя, а величина критической напряженности поля при лавинном пробое меньше, чем при туннельном?
15. Чем определяются частотные свойства р-п-перехода?
16. В чем отличие работы р-п при малом и высоком уровнях инжекции?
17. Как изменяются частотные свойства р-п-перехода при увеличении температуры?

## ГЛАВА 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

В этом подразделе дано общее представление о физике работы диода 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, т. к. 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 (рисунок 2.1) для полупроводника n-типа, работа выхода из которого меньше, чем из металла.

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

$$q\varphi_B = q(\varphi_M - \chi). \quad (2.1)$$

Этот скачок разрешенных энергетических состояний был назван барьером Шоттки, т. к. впервые В. Шоттки в 1938 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 рисунке 2.1, в:

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

где в соответствии с законом Гаусса

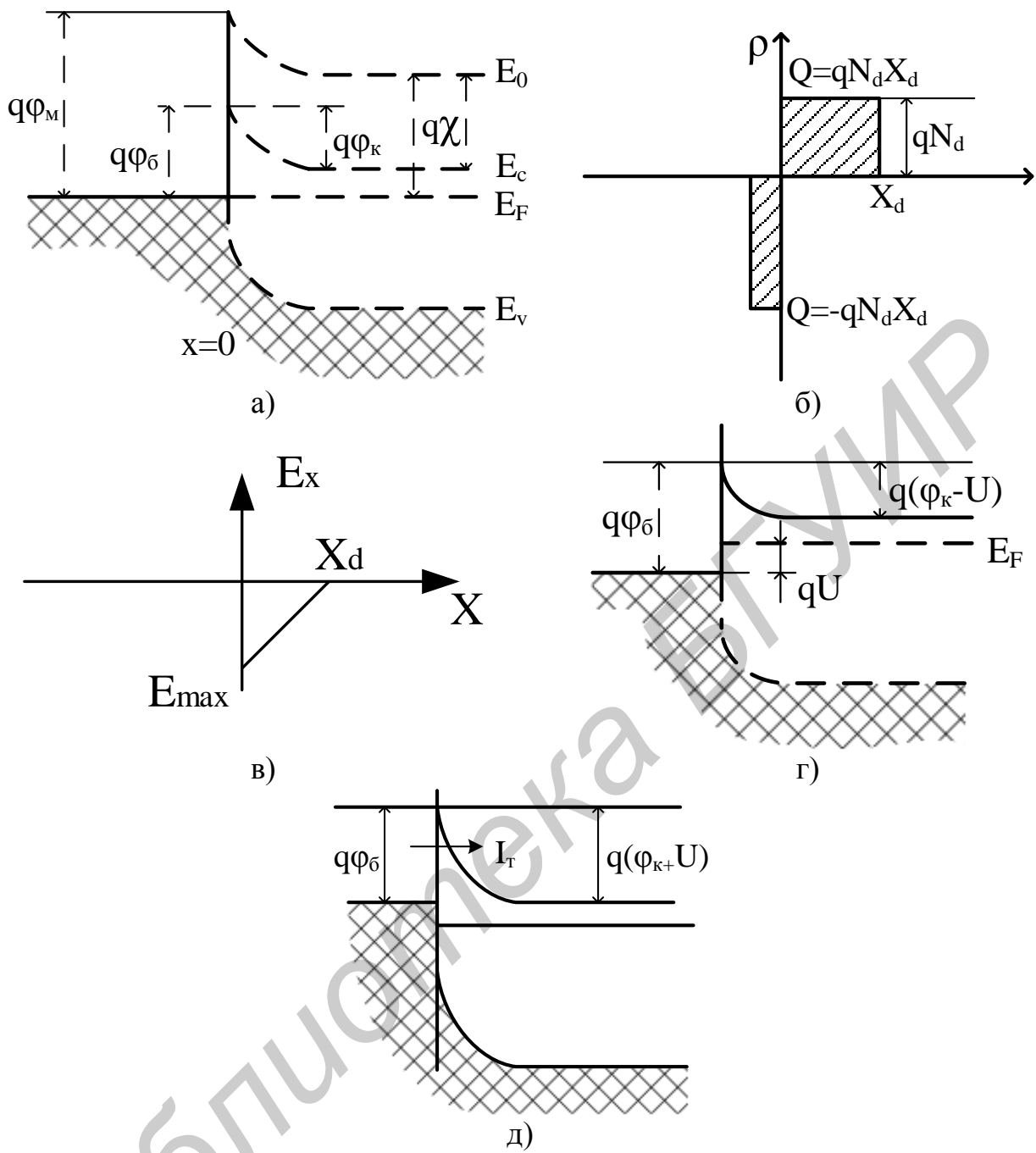
$$E_{\max} = -qN_d x_d / \epsilon\epsilon_0.$$

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

Барьер Шоттки  $q\varphi_B$  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, т. к. 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  $q\varphi_k$  со стороны полупроводника: барьер уменьшается, если металл находится под положительным смещением относительно полупроводника (прямое смещение, рисунок 2.1, г), и увеличивается, если смещение имеет противоположную полярность (обратное смещение, рисунок 2.1, д). Свойство выпрямления контакта может быть нарушено, если при подаче обратного напряжения электроны из металла в полупроводник смогут проходить за счет туннелирования (рисунок 2.1, д, ток  $I_m$ ). Это накладывает ограничение на концентрацию примеси в полупроводнике.

Предположение о независимости высоты барьера  $q\varphi_B$  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  $+q$  (рисунок 2.2).



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

Рисунок 2.1 – Энергетические зонные диаграммы Шоттки

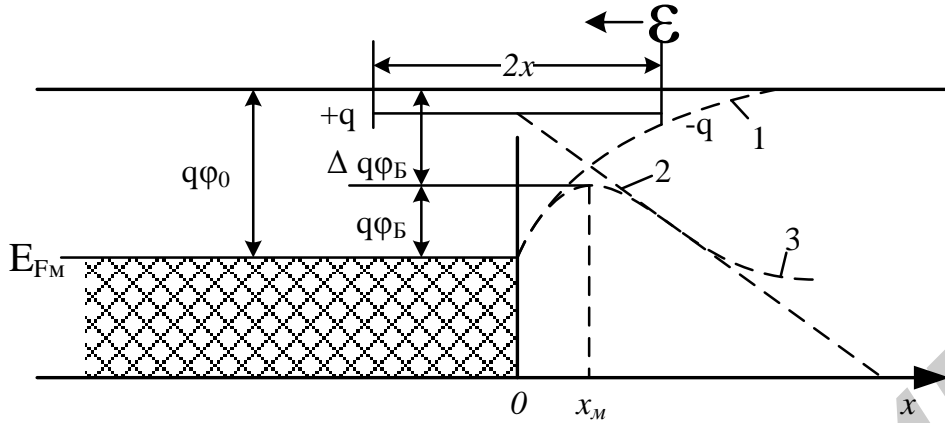


Рисунок 2.2 – Энергетическая диаграмма контакта металл – полупроводник с учетом зеркального изображения

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

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

Как следует из (2.3) и рисунка 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  $\Delta q\phi_B$ :

$$x_M = (q / 4\epsilon\epsilon_0 \epsilon)^{1/2} = 1,9 \cdot 10^{-4} (\epsilon_s \epsilon)^{-1/2} [\text{см}]; \quad (2.4)$$

$$\Delta q\phi_B = (\epsilon q^3 / \epsilon\epsilon_0)^{1/2} = 3,8 \cdot 10^{-4} (\epsilon / \epsilon_s)^{1/2} [\text{эВ}], \quad (2.5)$$

где  $\epsilon_s$  – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;

$\epsilon$  – электрическое контактное поле в барьере Шоттки.

Так как обычно типовые значения  $\epsilon = 10^4 \dots 10^5$  В/см и  $\epsilon_s = 12$ , 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 быстродействующих 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

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

где  $A$  – площадь контакта;

$R^* = 4\pi q m^* k / h^2$  – 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

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

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

Как уже отмечалось, отсутствие инжекции неосновных носителей в базу диода (дырок в п-полупроводник), а следовательно, отсутствие эффектов их накопления и рассасывания позволяет использовать диоды Шоттки в сверхвысокочастотном (гигагерцевом) 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 п-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. рисунок 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 «выстывания» 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  $\tau = 5 \cdot 10^{-12} \dots 5 \cdot 10^{-13}$  с, но может оказаться больше из-за влияния паразитных элементов реального прибора (сопротивление контактов и подводных 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 рисунке 2.3.

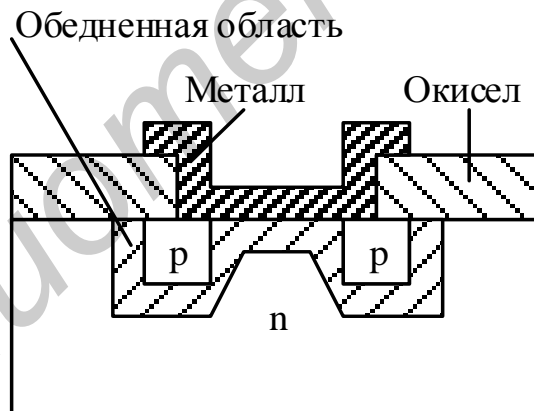


Рисунок 2.3 – Конструкция диода Шоттки с диффузионным охранным кольцом

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

$$U_{np}(U_w^*) \approx \frac{nkT}{q} \ln \frac{I}{I_{su}}, \quad (2.8)$$

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

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

Для кремниевого p-n-перехода в этом же диапазоне прямого тока  $U^* \approx 0,7$  В, т. к. величина тока насыщения кремниевого p-n-перехода  $I_s \approx 10^{-13} \dots 10^{-14}$  А намного меньше величины  $I_{su}$ .

Это свойство диода Шоттки используется для создания быстродействующих логических схем, в которых за счет включения в цепь коллектор – база диода Шоттки напряжение на коллекторе относительно базы фиксируется на уровне 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 М-n<sup>+</sup>-n, где область n<sup>+</sup> соответствует вырожденному полупроводнику (рисунок 2.4). Контакт n<sup>+</sup>-n относится к группе гомопереходов и является невыпрямляющим.

Трудности, связанные с обработкой поверхности, в этом случае тоже не возникают, поскольку n<sup>+</sup>-n-переход образуется в объеме полупроводника с помощью специального технологического процесса. Изготовить хороший невыпрямляющий контакт между вырожденной областью n<sup>+</sup> и металлом гораздо проще, т. к. даже при образовании в месте контакта барьера (см. рисунок 2.4) его толщина оказывается соизмерима с длиной волны де Бройля ( $\leq 10^{-6}$  см). В результате туннельный ток ( $I_T$  (рисунок 2.4, б) сквозь М-n<sup>+</sup>-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<sup>+</sup>-n-перехода:

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

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

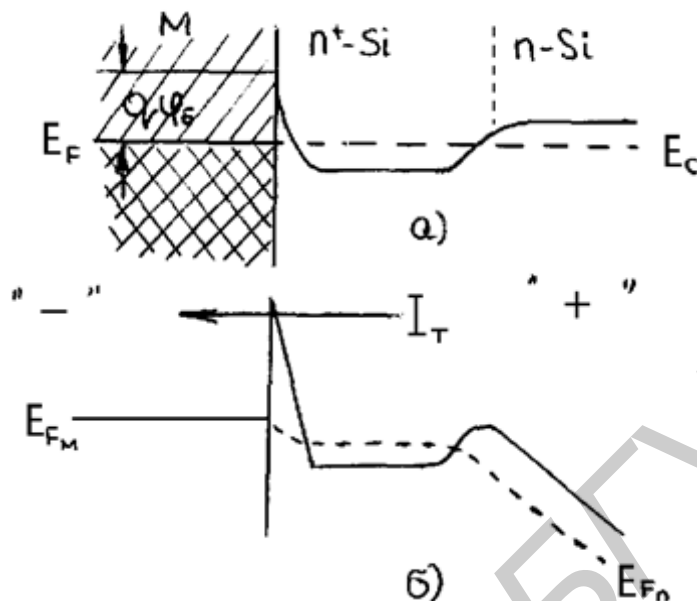


Рисунок 2.4 – Зонная диаграмма омического контакта  $M - n^+ - Si - n - Si$  в отсутствие (а) и при наличии (б) смещения

Сопротивление планарного контакта

$$R_k = R_{нов} \frac{d}{W} F_o, \quad (2.10)$$

где  $R_{нов}$  – поверхностное сопротивление полупроводниковой пленки под контактом (в омах на квадрат);

$W$  – толщина контакта;

$d$  – длина контакта;  $F_o = (L_T / d) \text{cth}(d / L_T)$ ;

$L_T = r_k / R_{нов}$  – длина затухания.

Связь между уровнем Ферми и концентрацией для сильного вырождения задается соотношением

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

где  $E_F = \frac{\hbar^2 (3\pi n_0)^{2/3}}{2m^*}$  – 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:

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

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

### Контрольные вопросы

1. Из каких соображений контакты делят на выпрямляющие и омические?
2. Что такое «контакт Шоттки»?
3. Напряжение какой полярности должно быть приложено к металлу диода Шоттки для включения диода в прямом направлении?
4. Почему диод Шоттки может работать в СВЧ диапазоне?
5. Почему в открытом состоянии на диоде Шоттки величина падения напряжения меньше, чем на диоде с  $p-n$ -переходом?
6. Почему для получения омического контакта сильно легируют полупроводник на границе с металлом?

## ГЛАВА 3 БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

### 3.1 Общие сведения

Биполярный транзистор – полупроводниковый прибор, предназначенный для усиления и генерации электромагнитных колебаний. Он включает в себя два р-п-перехода (эмиттерный и коллекторный) и три полупроводниковые области (эмиттер, база и коллектор). Термин «биполярный» означает, что токоперенос в этом типе транзистора осуществляется двумя типами свободных носителей заряда: основными и неосновными.

Употребление слова «биполярные», которое определяет класс транзисторов, обусловлено биполярной проводимостью, осуществляющейся в транзисторах этого типа.

Биполярный транзистор представляет собой три полупроводниковые области (эмиттер, база, коллектор), определяющиеся по типу электропроводности (n-p-n или p-n-p), которые с помощью имеющихся в каждой области омических контактов подключаются к внешней электрической схеме. Функции эмиттера и коллектора определены самими названиями этих областей: эмиттировать (инжектировать) носители заряда и собирать их.

Среднюю область транзистора называли «базой» исторически, т. к. первый транзистор был создан сплавлением в базу (германий р-типа) двух полупроводниковых навесок n-типа электропроводности. В зависимости от электропроводности областей транзисторы подразделяются на 2 типа: p-n-p и n-p-n. Отличие их обозначения в принципиальных электрических схемах – направление стрелки эмиттера, которая совпадает с направлением тока эмиттера (коллектора). В дальнейшем в этом разделе будем рассматривать p-n-p-транзисторы как основной тип транзистора в настоящее время.

Биполярные транзисторы делятся на бездрейфовые, у которых перенос инжектированных в базу носителей осуществляется только за счет диффузии, и дрейфовые, у которых перенос носителей через базу осуществляется как за счет диффузии, так и за счет дрейфа. 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) (рисунок 3.1, а);
- режим насыщения (эмиттерный и коллекторный переходы смещены в прямом направлении) (рисунок 3.1, б);
- активный нормальный режим (эмиттерный переход включен в прямом, а коллекторный – в обратном направлениях) (рисунок 3.1, в);
- активный инверсный режим (эмиттерный переход включен в обратном, а коллекторный – в прямом направлениях) (рисунок 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):

$$n_{p2p} = n_{p0} \exp \frac{qU_j}{kT},$$

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 n-p-n-транзисторов) равен нулю (считаем, что рекомбинация отсутствует), то

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

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

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 экспоненциальном законе изменения  $N(x)$  величину поля  $E_x$  при неравномерном легировании базы можно определить, записав (3.2) как

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

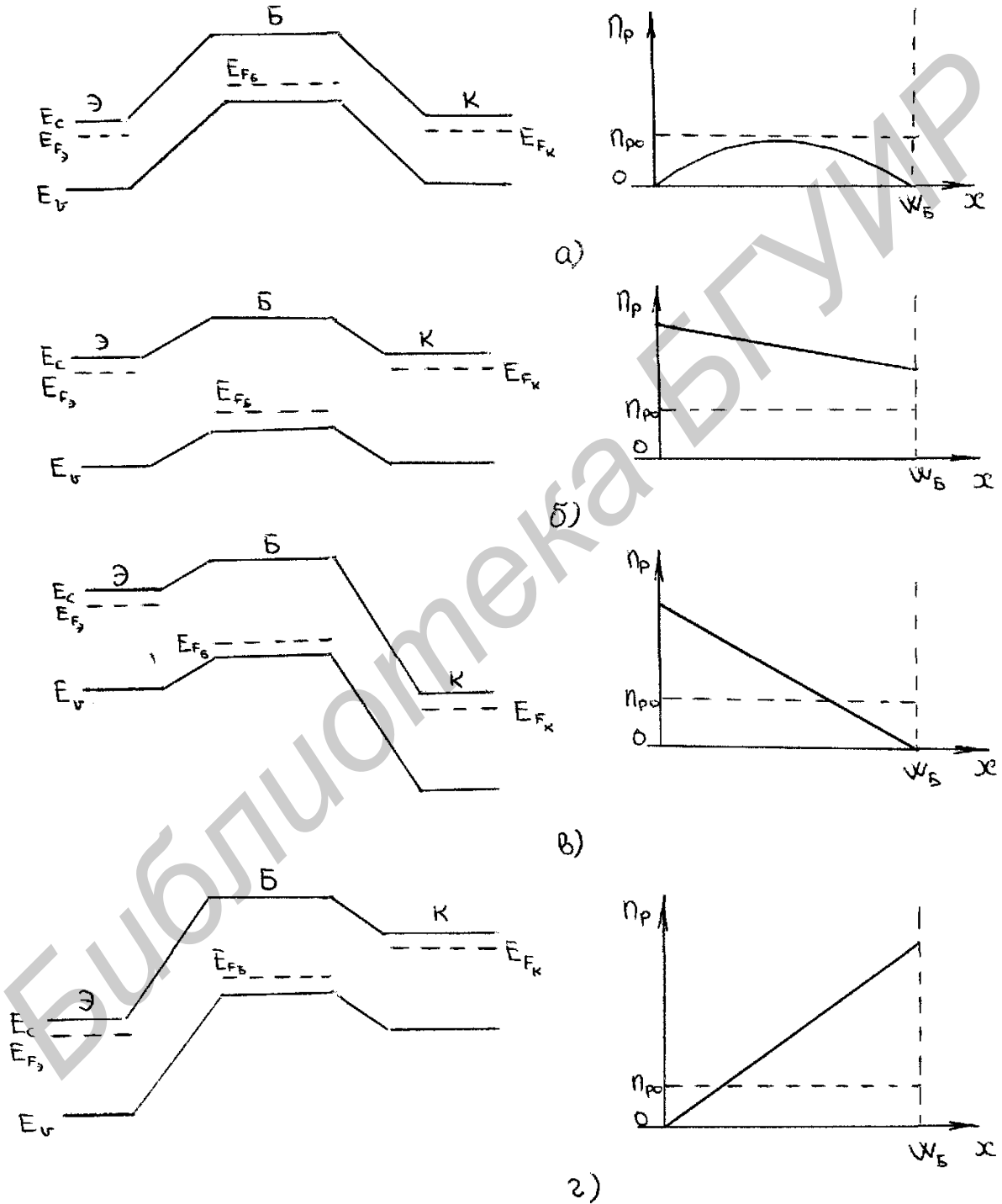
где  $m = \ln(N_{БЭ}/N_{БК})$ .

Как правило, в инженерных расчетах наличие поля в базе учитывается удвоением коэффициента диффузии неосновных носителей в базе. Наличие поля в базе несколько изменит вид энергетической зонной диаграммы транзистора и распределение концентрации неосновных носителей в базе (рисунок 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) (рисунок 3.3, а), схема с общим

эмиттером – ОЭ (схема с базовым входом) (рисунок 3.3, б), схема с общим коллектором – ОК (эмиттерный повторитель) (рисунок 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 (рисунок 3.4, I) остальная – пассивной (рисунок 3.4, II).



а – режим отсечки; б – режим насыщения; в – активный нормальный режим;  
г – активный инверсный режим

Рисунок 3.1 – Энергетические зонные диаграммы и распределение концентрации неосновных носителей в базе p-n-p бездрейфового транзистора

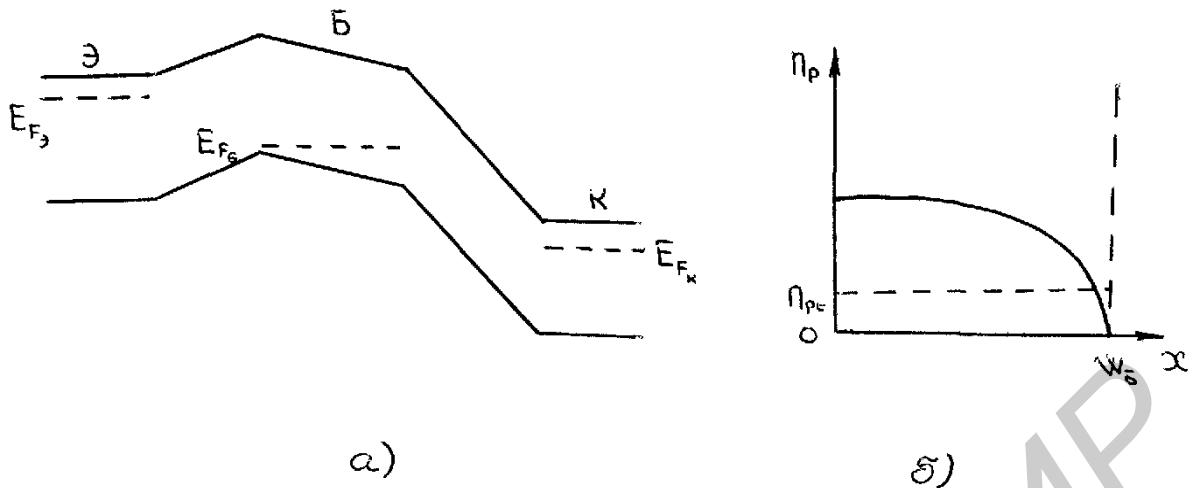


Рисунок 3.2 – Энергетическая зонная диаграмма (а) и распределение концентрации неосновных носителей в базе (б) n-р-п дрейфового транзистора в активном нормальном режиме

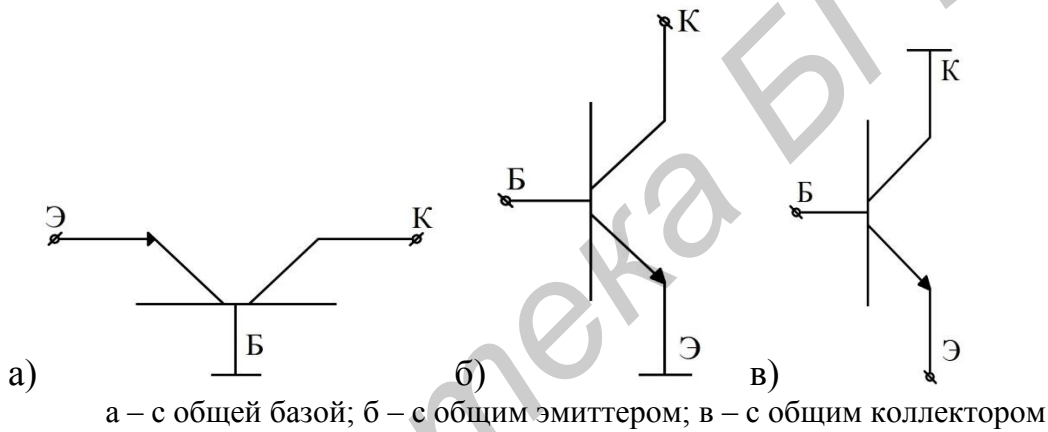


Рисунок 3.3 – Схемы включения транзисторов

В таблице 3.1 приведены соотношения коэффициентов передачи тока  $K_I$ , напряжения  $K_U$  и мощности  $K_P$  транзисторов с различным типом включения.

Таблица 3.1 – Сравнительный анализ коэффициентов усиления по току, напряжению и мощности для различных схем включения транзистора

Коэффициент передачи	Схема включения		
	ОБ	ОЭ	ОК
$K_I$	< 1	> 1	> 1
$K_U$	> 1	> 1	< 1
$K_P$	> 1	> 1	> 1



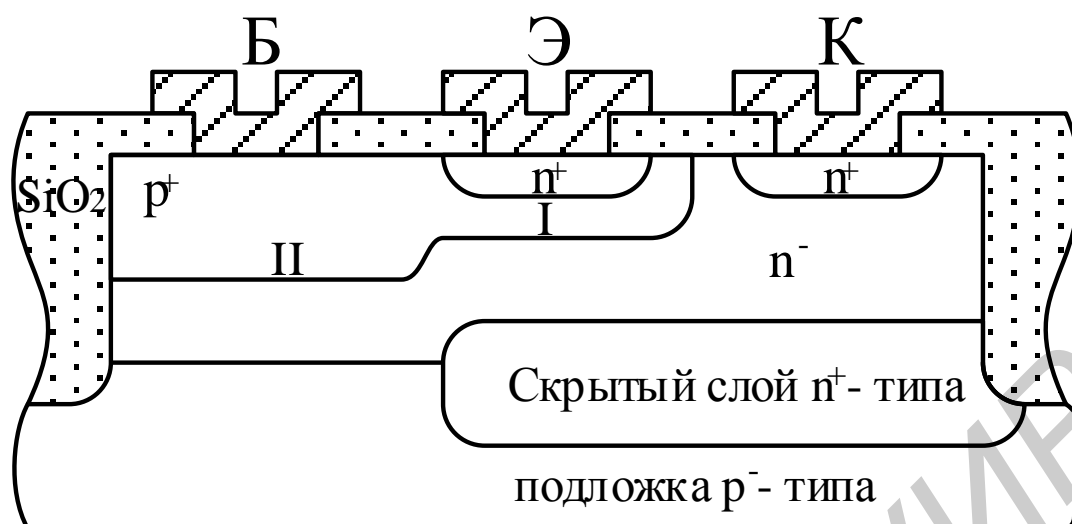


Рисунок 3.4 – Типичный n-p-n планарно-эпитаксиальный транзистор

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

### 3.2.1 Схема с ОБ

В основе работы БТ лежат двух- и трехмерные механизмы движения носителей заряда, но 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 (рисунок 3.5).

Псевдоконтакт – граница в нейтральной базовой области, которая не влияет на поток неосновных носителей,двигающихся к коллектору.

Идеализация модели БТ заключается в игнорировании процессов, происходящих в ОПЗ эмиттерного и коллекторного переходов (т. е. считаем их бесконечно тонкими), а также токов, текущих параллельно переходам. При работе БТ в активном нормальном режиме (см. рисунок 3.1, в) эмиттерный переход смещается в прямом направлении, что является причиной инжекции электронов из эмиттера в базу  $I_{nэ}$ . 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 втянется электрическим полем обратосмещенного 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  $\Delta I_к \approx \Delta I_э$ .

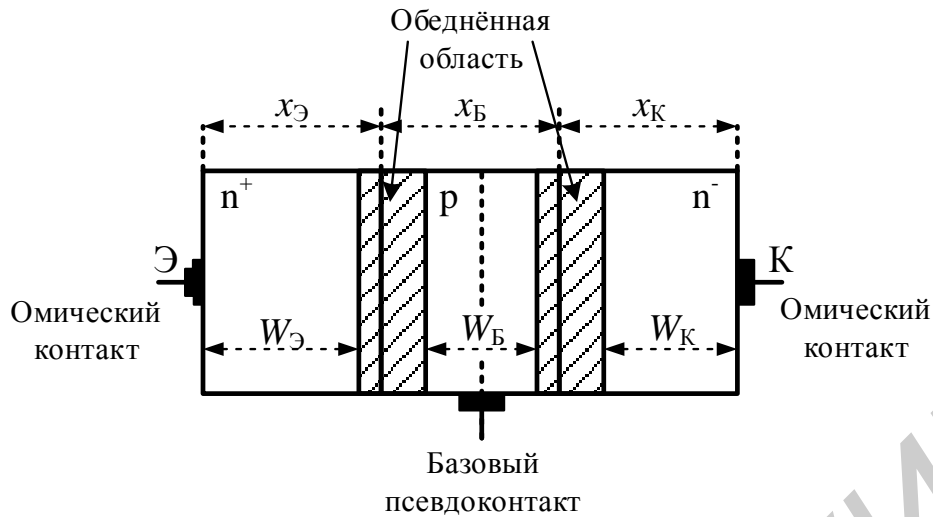


Рисунок 3.5 – Одномерное представление активной области планарно-эпитаксиального транзистора

На прямосмещенном 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  $\alpha_N$ :

$$\alpha_N = \frac{I_K}{I_{Э}} \left( \frac{I_{nЭ} I_{nК}}{I_{nЭ} I_{nК}} \right) = \frac{I_{nЭ} I_{nК} I_K}{I_{Э} I_{nЭ} I_{nК}}, \quad (3.4)$$

где  $I_{nЭ} / I_{Э} = I_{nЭ} / (I_{nЭ} + I_{pЭ}) = \gamma_{Э}$  – 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;

$I_{nК} / I_{nЭ} = \alpha_T$  – коэффициент переноса носителей через базу, который не позволяет игнорировать рекомбинацию электронов в базе;

$I_n / I_{nК} = M$  – коэффициент умножения коллектора, который для активного режима БТ близок к 1.

Следовательно,

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

Получим выражение для эффективности эмиттера одномерной идеализированной модели транзистора:

$$\gamma = \frac{I_{n3}}{I_{n3} + I_{p3}} = \frac{1}{1 + \frac{I_{p3}}{I_{n3}}} = \left( 1 + \frac{W_B N_{a\bar{b}} D_{p3}}{W_3 N_{d3} D_{n\bar{b}}} \right)^{-1}. \quad (3.6)$$

Учитывая, что  $I_{n3} \gg I_{p3}$ ,  $D = \mu kT / q$ ,  $\sigma_3 = qN_{d3} \mu_{n3}$ ,  $\sigma_{\bar{b}} = qN_{a\bar{b}} \mu_{p\bar{b}}$ , и полагая, что  $\mu_{n3} = \mu_{n\bar{b}}$  и  $\mu_{p3} = \mu_{p\bar{b}}$  (что не всегда корректно), выражение (3.6) запишем как

$$\gamma = \left( 1 + \frac{I_{p3}}{I_{n3}} \right)^{-1} \approx 1 - \frac{I_{p3}}{I_{n3}} \approx 1 - \frac{\sigma_{\bar{b}} W_B}{\sigma_3 W_3}. \quad (3.7)$$

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

$$\gamma = \left[ 1 + \frac{GN_B \bar{D}_{p3}}{GN_3 \bar{D}_{n3}} \right]^{-1}. \quad (3.8)$$

где  $\bar{D}_{p3}$  и  $\bar{D}_{n3}$  – усредненные значения коэффициентов диффузии в эмиттерной и базовой областях соответственно.

Число Гуммеля для базы — это количество примесных атомов на 1 см<sup>2</sup> площади квазинейтральной области базы:

$$GN_B = \int_0^{W_B} N_a(x) dx. \quad (3.9)$$

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:

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

где плотность тока насыщения  $j_s$  определяется в точке пересечения экстраполированной экспериментальной характеристики  $j_k = f(U_{B3})$  с осью тока при  $U_{B3} = 0$ , построенной в полулогарифмическом масштабе.

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

$$Q_B = qN_{aB} W_B.$$

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

$$I_{nk} = I_{nз} = \frac{Aqn}{t_{np}},$$

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

Величина тока рекомбинации обратно пропорциональна времени жизни носителей:

$$I_R = \frac{Aqn}{\tau_{nБ}}.$$

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

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

Из (3.11) получим величину коэффициента переноса носителей через базу:

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

Чаще всего для расчета коэффициента переноса носителей через базу в дрейфовых транзисторах удваивают коэффициент диффузии:

$$\alpha_T = 1 - \frac{W_B^2}{4D_n \tau_n}. \quad (3.13)$$

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, т. к. 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  $n_{iэ}$ .

Эффективное число Гуммеля для эмиттера  $GN'_3$  в этом случае равно

$$G'N'_3 = \int_0^{w_3} Nd_3 \left[ \frac{n_i}{n_{i_{эф}}(x)} \right]^2. \quad (3.14)$$

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

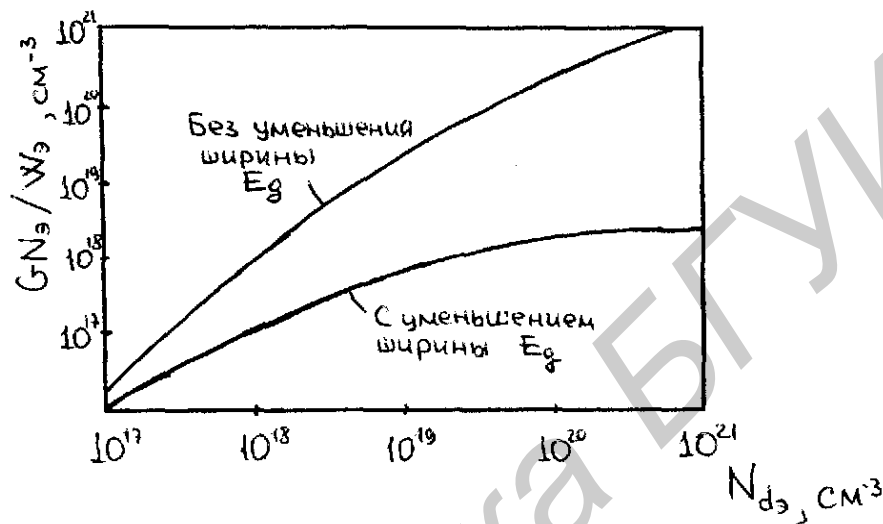


Рисунок 3.6 – Зависимость числа Гуммеля для эмиттера (нормированного по отношению к толщине нейтрального эмиттера) от концентрации легирующих примесей

Во-вторых, при высоком уровне легирования возрастает рекомбинация, т. к. в сильнолегированных эмиттерах необходимо учитывать рекомбинацию ОЭ. Обусловленное этой рекомбинацией время жизни убывает как  $p_{nэ}^2$  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  $GN_э$  (3.14) нужно подставлять число Гуммеля для коллектора  $GN_к$  или вместо проводимости эмиттера  $\sigma_э$  (3.7) — проводимость коллектора  $\sigma_к$ , причем известно, что  $GN_э \gg GN_к$  и  $\sigma_э \gg \sigma_к$ . 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 как

$$\tilde{\alpha}_N = \frac{dI_к}{dI_э} = \alpha_N + I_э \frac{d\alpha_N}{dI_э}. \quad (3.15)$$

В зависимости от величины тока эмиттера  $I_{\varepsilon}$ , 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. пункт 3.5.1).

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

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

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 по схеме с ОЭ.

Физическую причину усиления тока в схеме с ОЭ можно объяснить исходя из следующих соображений. Пусть в момент времени  $t$  в базу поступает  $p_1$  дырок (базовый ток из источника  $E_{\sigma\varepsilon}$ ). 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

базе  $\Delta n = \frac{n_1 t_{np}}{\tau_n} = \Delta p$  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. через 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,  $2n_1$  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  $I_{\varepsilon}$ , а  $p_1 \sim I_B$ , то выражение (3.17) можно записать как

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

### 3.3 Модель Эберса – Молла

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

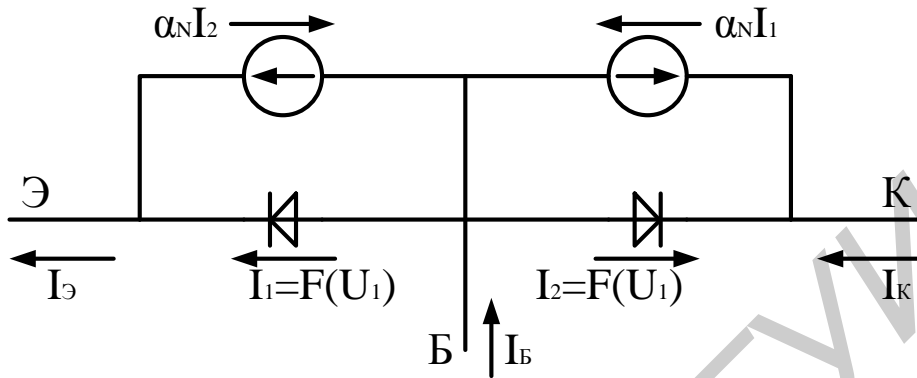


Рисунок 3.7 – Эквивалентная схема, соответствующая модели Эберса – Молла n-p-n-транзистора

Токи эмиттера и коллектора из рисунка 3.7 равны:

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

где  $U_E$ ,  $U_K$  – напряжение на эмиттерном и коллекторном переходах соответственно;

$I_{\text{ЭС}}$ ,  $I_{\text{КС}}$  – обратные токи насыщения эмиттерного и коллекторного переходов (обратные токи идеализированной модели БТ) в режиме короткого замыкания (КЗ) электродов база – коллектор и база – эмиттер соответственно.

Как правило, обратные токи переходов в БТ определяют в режиме холостого хода (ХХ), т. е. при «обрыве» третьего электрода. Для определения соотношения между обратными токами переходов, измеренных в режимах ХХ и КЗ, запишем выражения (3.19) при условиях, что  $I_E = 0$  и коллекторный переход смещен в обратном направлении:

$$\begin{aligned} 0 &= I_{\text{ЭС}} \left( \exp \frac{qU_E}{kT} - 1 \right) + \alpha_I I_{\text{КС}}; \\ I_{K0} &= \alpha_N I_{\text{ЭС}} \left( \exp \frac{qU_E}{kT} - 1 \right) + I_{\text{КС}}, \end{aligned} \quad (3.20)$$

где  $I_{K0}$  – обратный ток коллекторного перехода идеализированной модели БТ, измеренной в режиме ХХ.

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

Если воспользоваться выражением (3.19) при условиях, что  $I_K = 0$  и что эмиттерный переход смещен в обратном направлении, то по аналогии с (3.21) получим

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

Так как обычно произведение  $\alpha_N \alpha_I \approx 0,5$ , то для практических расчетов следует запомнить, что  $I_{KS} \approx 2I_{K0}$ . Следует также запомнить соотношение между обратными токами коллекторного и эмиттерного переходов:

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

Воспользовавшись (3.19), (3.21) и (3.22), запишем выражения для токов электродов одномерной идеализированной модели БТ:

$$I_{Э} = \frac{I_{Э0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left( \exp \frac{qU_{Э}}{kT} - 1 \right) - \frac{\alpha_I I_{K0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left( \exp \frac{qU_{К}}{kT} - 1 \right); \quad (3.24)$$

$$I_{К} = \frac{\alpha_N I_{Э0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left( \exp \frac{qU_{Э}}{kT} - 1 \right) - \frac{I_{K0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left( \exp \frac{qU_{К}}{kT} - 1 \right); \quad (3.25)$$

$$I_{Б} = I_{Э} - I_{К} = (1 - \alpha_N) I_{К} - \frac{I_{Э0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left( \exp \frac{qU_{Э}}{kT} - 1 \right) + (1 - \alpha_I) \frac{I_{K0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left( \exp \frac{qU_{К}}{kT} - 1 \right). \quad (3.26)$$

### 3.4 Распределение потоков носителей в реальной одномерной модели БТ в активном нормальном режиме

В реальной модели БТ, не учитывающей эффекты, связанные с двух- и трехмерностью, необходимо учитывать эффекты, происходящие в ОПЗ эмиттерного и коллекторного переходов. На рисунке 3.8 показаны токи, протекающие в р-п-р-транзисторе в активном нормальном режиме его работы. В р-п-р-транзисторе направление токов эмиттера и коллектора совпадает с движением носителей (дырок), которые в основном образуют эти токи. Для



п-р-п-транзистора направления токов изменятся на обратные, а в обозначениях токов изменится индексация (например,  $I_{pэ} \rightarrow I_{nэ}$  и т. д.).

Поскольку ток эмиттера является суммарным током БТ, рассмотрим (см. рисунок 3.8) его составляющие, определяя также их отношение к токам двух других электродов. Ток  $I_э = I_{nэ} + I_{pэ}$  и для р-п-р-транзистора является «полезным»  $I_{pэ}$ , т. к. он в основном определяет величину тока коллектора. Ток  $I_{nэ}$  (ток инжекции из п-базы в эмиттер) – одна из составляющих тока базы 1. Часть дырок тока  $I_{pэ}$  рекомбинирует в эмиттерном р-п-переходе, увеличивая ток базы 2 на составляющую  $I_{Rjэ}$ .

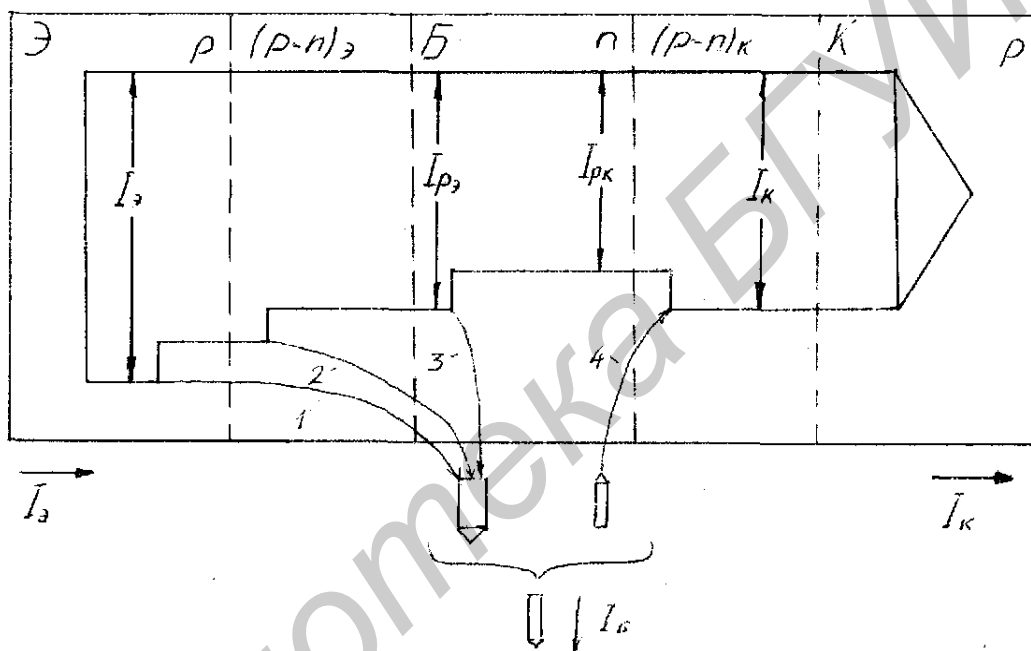


Рисунок 3.8 – Токи, протекающие в р-п-р-транзисторе в активном нормальном режиме

При прохождении через базу часть дырок будет рекомбинировать на поверхности и в объеме базы, увеличивая ток базы 3 на величину  $I_{RB}$ . У коллекторного перехода пакет дырок определяет ток коллектора как  $I_{RK}$ . В коллекторном переходе с этим током будет суммироваться обратный ток  $I_{KB0}$  коллектора 4, в который входит ток насыщения  $I_{KS}$ , ток генерации  $I_G$ , ток лавинного умножения  $I_{LV}$  в коллекторном р-п-переходе и ток утечки  $I_{UT}$ . Эта составляющая тока коллектора входит в ток базы. Ток  $I_{KB0}$  в отличие от первых трех составляющих базового тока (1, 2, 3) имеет противоположное направление. Таким образом, ток базы  $I_B$  представляет собой алгебраическую сумму перечисленных четырех составляющих:

$$I_B = I_{nЭ} + I_{RjЭ} + I_{RB} - I_{KB0}, \quad (3.27)$$

и ток коллектора

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

### 3.5 Отклонения от модели Эберса – Молла в реальном транзисторе

#### 3.5.1 Отклонения по току

В подразделе 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):

$$\alpha_T = \left(1 - 0,5 \frac{W_B^2}{D\tau}\right) \left(1 - \frac{SA_S W_B}{A_Э D}\right), \quad (3.29)$$

где  $S$  – скорость рекомбинации на поверхности;

$A_S$  – площадь базы, на которой происходит рекомбинация;

$A_Э$  – площадь эмиттера.

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

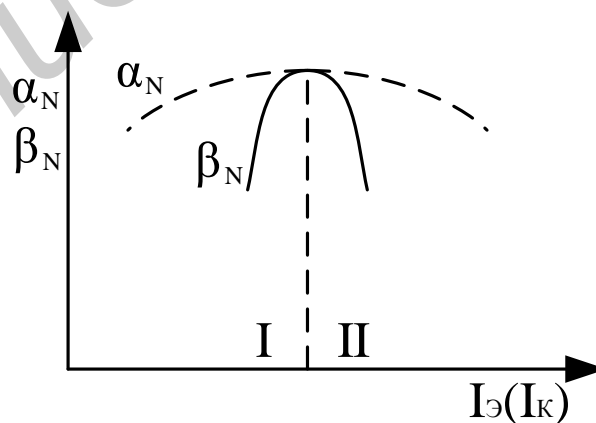


Рисунок 3.9 – Зависимость  $\alpha_N$  и  $\beta_N$  от тока эмиттера (коллектора)

При увеличении тока  $I_3(I_K)$  до определенной величины, которая зависит от типа транзистора, коэффициент передачи тока  $\alpha_N$  ( $\beta_N$ ) растет (см. рисунок 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, что при выполнении этого условия появляется электрическое поле в базе, 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 коэффициента диффузии  $D$  увеличивается проводимость базы, что в соответствии с (3.7) ведет к уменьшению  $\alpha_N$  и  $\beta_N$  (см. рисунок 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 (рисунок 3.10).

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

Поясним этот эффект на структуре мощного биполярного бездрейфового  $n^+$ -p- $n^+$ -транзистора (рисунок 3.10)

При высоком уровне инжекции (больших плотностях тока эмиттера) мы обязаны считаться с наличием заряда неосновных носителей (в данном случае электронов) 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, расширяя тем самым квазинейтральную область базы. Таким образом, если при малых плотностях тока выражение электронейтральности ОПЗ  $N_{aB1} \cdot x_{dp1} = N_{dK1} \cdot x_{dn1}$ , то при высоких плотностях тока она запишется как  $(N_{aB1} + n) x_{dp2} = (N_{dK1} - n) x_{dn2}$ .

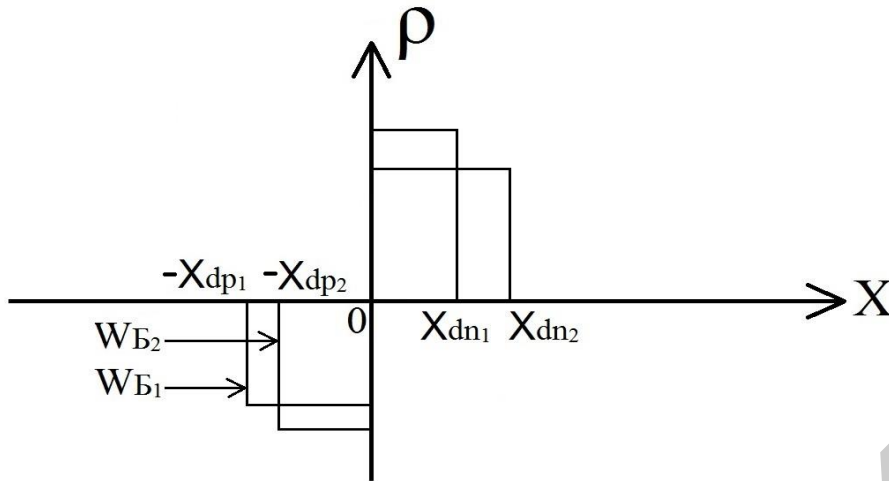


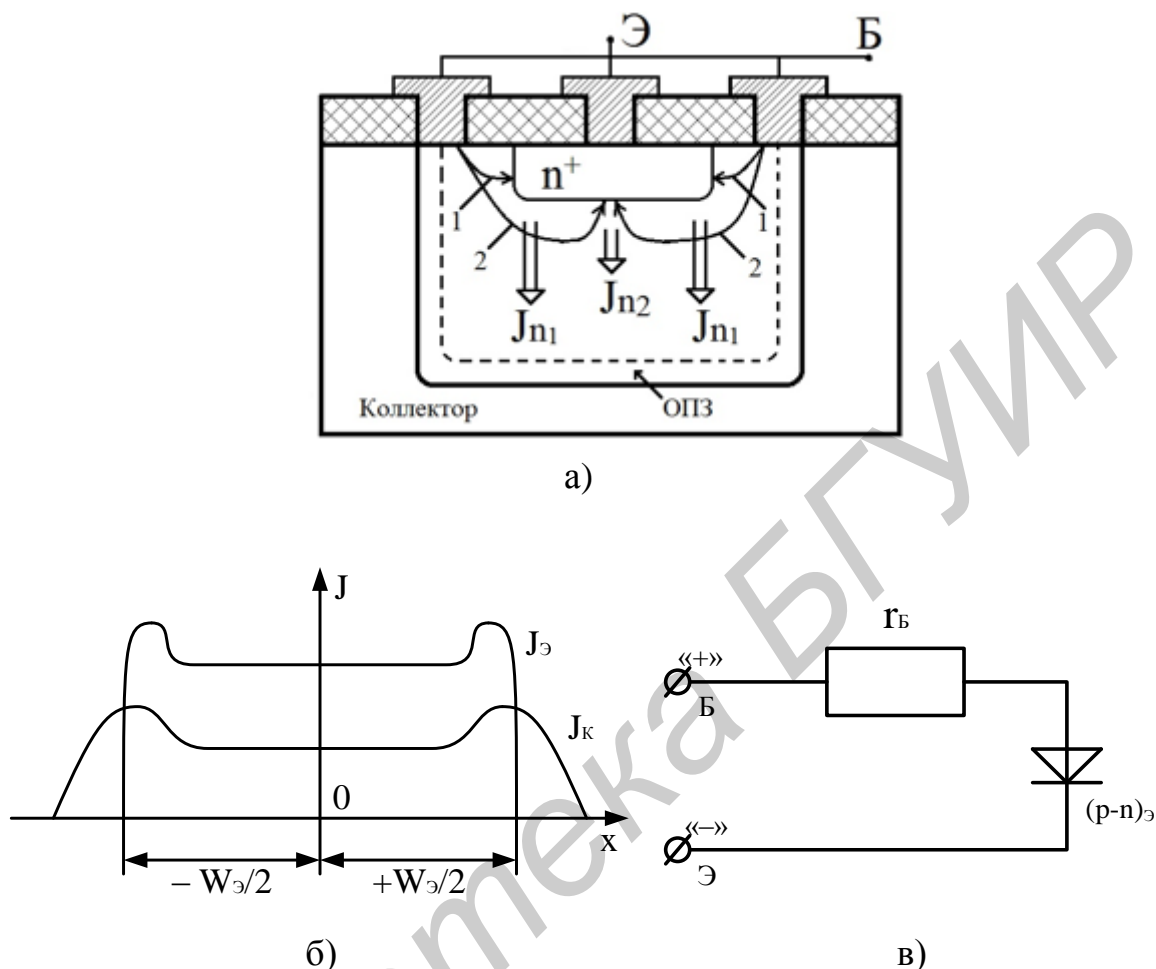
Рисунок 3.10 – Изменение результирующей плотности примесной концентрации  $N_a(x) - N_d(x)$  в коллекторном р-п-переходе при учете большой плотности тока

Если без учета заряда свободных носителей в ОПЗ коллекторного перехода ширина квазинейтральной области базы была  $W_{B0}$ , а ОПЗ коллекторного р-п-перехода занимала промежуток от  $-x_{dp1}$  до 0, то наличие этого заряда, с которым необходимо считаться при высоком уровне инжекции, увеличивает квазинейтральную область базы до величины  $W_{B2}$ , уменьшая часть ОПЗ коллекторного перехода со стороны базы на величину  $|x_{dp1} - x_{dp2}|$ . 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 отеснения тока эмиттера на край эмиттера. Остановимся подробнее на этом эффекте, анализируя влияние его на токораспределение в БТ, на примере транзистора с кольцевой базой.

Ток базы  $I_B$ , который протекает от базы к эмиттеру параллельно эмиттерному переходу, представлен на рисунке 3.11, а, силовыми линиями 1 и 2. Эквивалентную схему участка транзистора между выводами эмиттера и базы можно представить суммой последовательных сопротивлений базы  $R_B$  и эмиттерного р-п-перехода  $R_{jэ}$  (рисунок 3.11, в). Напряжение равно сумме падений напряжений на отдельных участках сопротивлений базы и на эмиттерном р-п-переходе  $U_{ЭБ} = I_B R_B + I_B U_{jэ}$ . Очевидно, что сопротивление короткого участка базы  $R_{B1}$  (вывод базы – край эмиттера (силовые линии тока 1)) меньше, чем сопротивление длинного участка базы  $R_{B2}$  (вывод базы – центр эмиттера (силовые линии тока 2)). Так как  $U_{ЭБ} = I_B R_{B1} + I_B R_{jэ} = I_B R_{B2} + I_B R_{jэ2}$ , то чем меньше напряжения падает на базе, тем большая его величина приложена к эмиттерному р-п-переходу (край эмиттера). Следовательно, высота потенциального барьера эмиттерного перехода на краю эмиттера будет меньше, чем в центре эмиттера. Таким образом, ток на краю эмиттера  $I_{Э1} = I_s \left( \exp \frac{qU_{jэ1}}{kT} - 1 \right)$  больше, чем в центре  $I_{Э2} = I_s \left( \exp \frac{qU_{jэ2}}{kT} - 1 \right)$ .

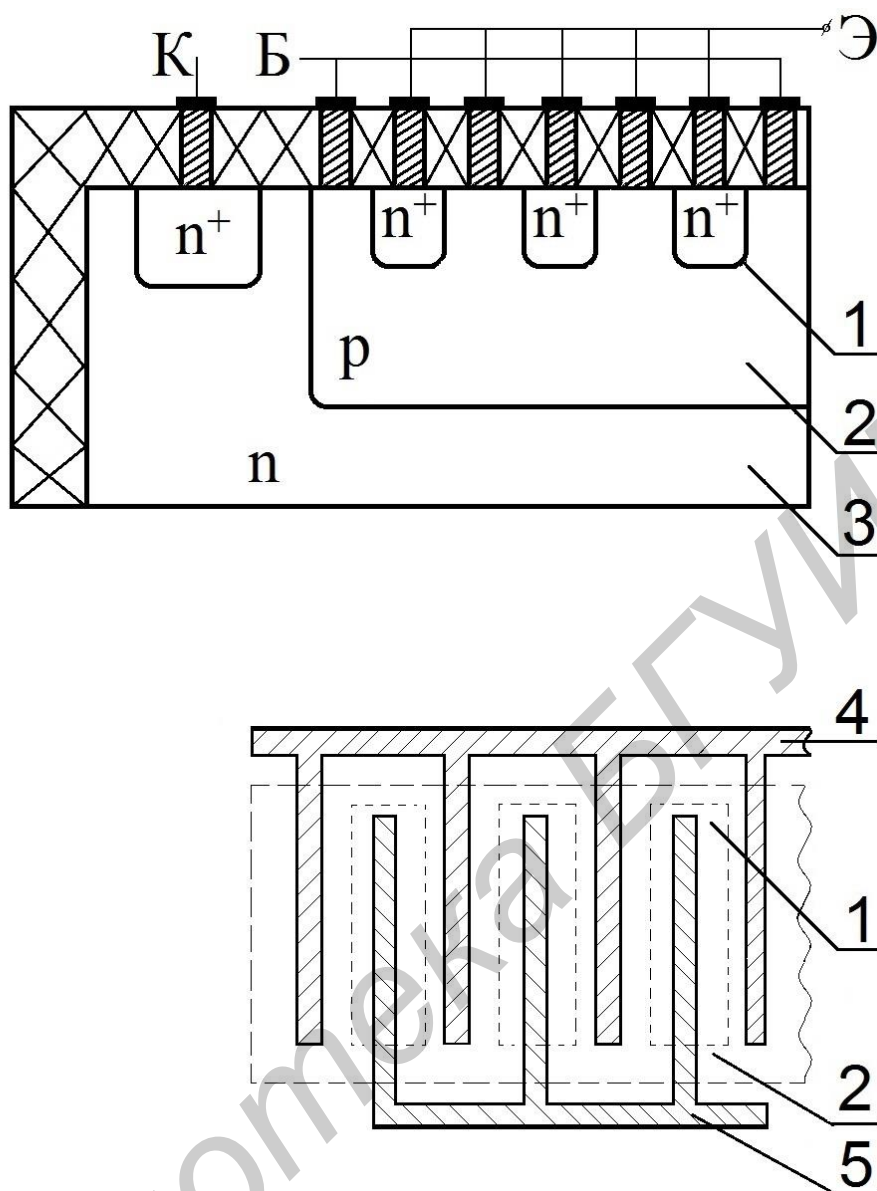
На рисунке 3.11, а  $J_{n1}$  и  $J_{n2}$  – плотности электронных токов на краю и в центре эмиттера соответственно.



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

Рисунок 3.11 – Схема, поясняющая эффект вытеснения эмиттерного тока

Высота потенциального барьера уменьшена по отношению к величине барьера центральной части эмиттера, и инжекция у края эмиттера будет сильнее, чем в центре (см. рисунок 3.11, а). Соответствующее этому распределение плотностей эмиттерного и коллекторного тока показано на рисунке 3.11, 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 мощных транзисторах базовые и эмиттерные контакты делают в виде больших гребенчатых структур (рисунок 3.12).



а – разрез; б – вид сверху на металлизацию эмиттера и базы:  
 1 – элементарный эмиттер; 2 – база; 3 – коллектор; 4 – базовая металлизация; 5 – эмиттерная металлизация

Рисунок 3.12 – Мощный n-p-n-транзистор с гребенчатой структурой

### 3.5.2 Отклонение по напряжению

При описании работы БТ на основе его одномерной идеализированной модели (см. подраздел 3.3) предполагалось, что функция коллекторного напряжения при работе БТ в активном нормальном режиме сводится к собиранию неосновных носителей, инжектированных эмиттером и проскочивших базу, обратносмещенным переходом. Но необходимо также учесть, что ширина ОПЗ обратносмещенного перехода зависит от величины приложенного напряжения (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 модулю, то коллекторный переход расширяется, база становится меньше и коэффициенты  $\alpha_N$  и  $\beta_N$  возрастают (3.5). А так как  $I_K = \alpha_N I_{\mathcal{E}} + I_{K0}$ , то возрастает ток коллектора при  $I_{\mathcal{E}} = \text{const}$ , 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  $I_{\mathcal{E}} = \text{const}$ .

Зная (3.28), для активного режима получим

$$r_K = -\left(I_{\mathcal{E}} \frac{d\alpha_N}{dU_{КБ}}\right)^{-1} = -\left(I_{\mathcal{E}} \frac{d\alpha_N}{dW_B} \frac{dW_B}{dU_{КБ}}\right)^{-1} = \left(I_{\mathcal{E}} \frac{d\alpha_N}{dW_B} \frac{dx_{dk}}{dU_{КБ}}\right)^{-1}, \quad (3.30)$$

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

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

При включении по схеме с ОЭ изменение напряжения  $U_{КЭ}$  приводит к изменению коэффициента  $\beta_N$  и, следовательно, тока коллектора (3.16). Этот эффект эквивалентен шунтированию коллекторного перехода сопротивлением:

$$r_K^* = -\left.\frac{dU_{КЭ}}{dI_K}\right|_{I_B = \text{const}}.$$

С учетом того, что  $dU_{КЭ} = U_{КБ} - U_{ЭБ} \approx dU_{КБ}$ , 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. рисунки 3.13 и 3.15, 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  $I_K = f(U_{KЭ})$ , соответствующих активному режиму, приблизительно выбираем точку их пересечения с осью напряжений для некоторого диапазона смещений (рисунок 3.13, точка А).

Считая треугольники АОВ и ВСД подобными, можно записать, что  $DC/CB = OB/OA$ .

А так как  $DC = \Delta I_K$ ,  $CB = \Delta U_{KЭ}$ ,  $OB = I_K$ , а  $OA = |U_A|$ , можно записать

$$\frac{dI_K}{dU_{KЭ}} = \frac{1}{r_K^*} = \frac{I_K}{|U_A|}, \quad (3.32)$$

где  $U_A$  – напряжение Эрли.

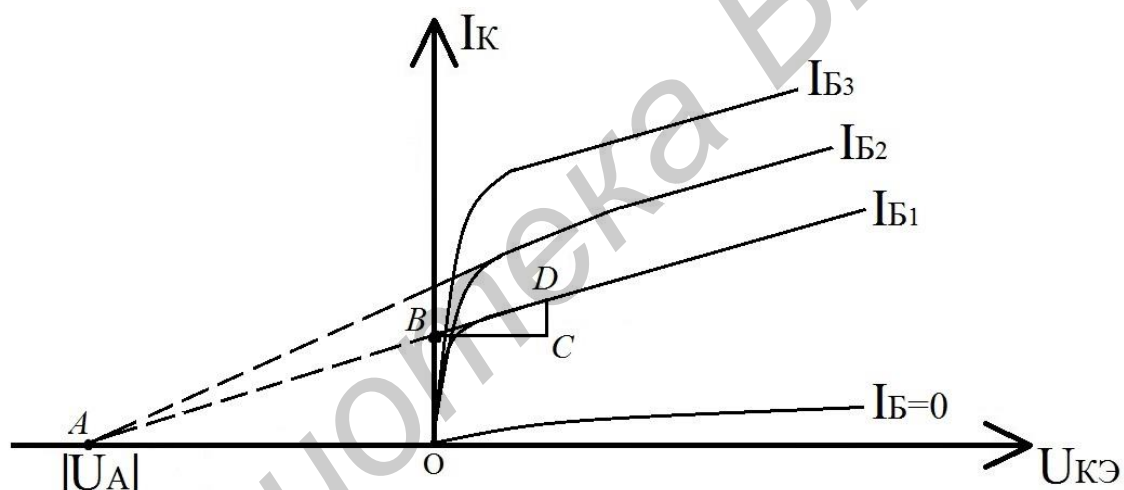


Рисунок 3.13 – Механизм определения напряжения Эрли

Вторым следствием эффекта Эрли является существование в БТ внутренней отрицательной обратной связи, которая проявляется в зависимости напряжения  $U_{ЭБ}$  от  $U_{КБ}$  при  $I_{Э} = \text{const}$  для схемы с ОБ и зависимости  $U_{БЭ}$  от  $U_{КЭ}$  при  $I_{Б} = \text{const}$

для схемы с ОЭ и характеризуется коэффициентами  $\mu_B = \left. \frac{dU_{ЭБ}}{dU_{КБ}} \right|_{I_{Э}=\text{const}}$  и

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

Механизм возникновения внутренней обратной связи под действием эффекта Эрли поясним на графиках распределения неосновных носителей в базе бездрейфового п-р-п-транзистора в активном нормальном режиме работы (рисунок 3.14, а) и ОЭ (рисунок 3.14, б).



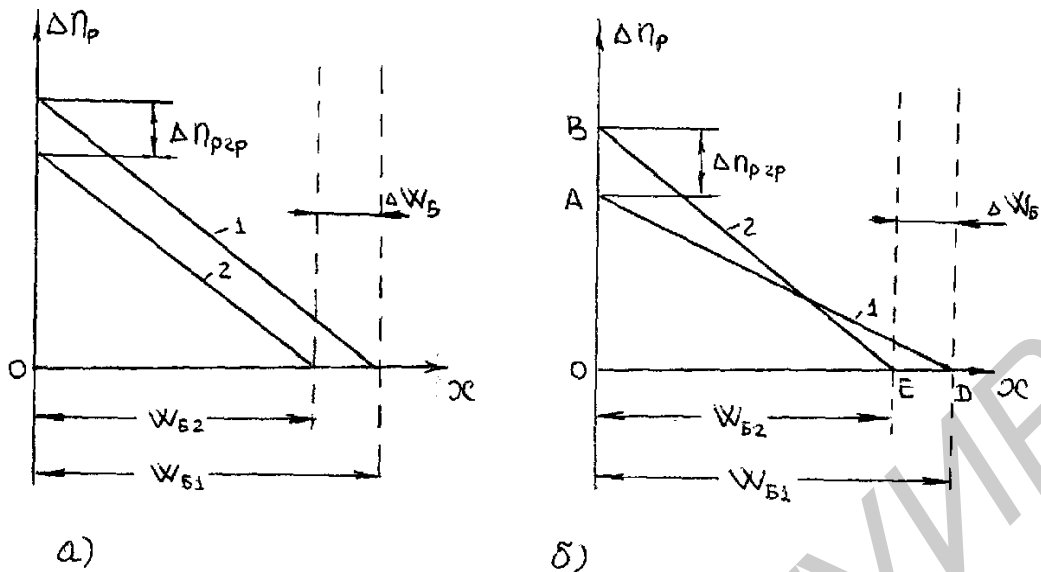


Рисунок 3.14 – Механизм возникновения внутренней обратной связи под действием эффекта Эрли

При изменении напряжения  $U_{КБ}$  или  $U_{КЭ} = U_{КБ}$  изменяется толщина базы и, как видно из рисунка 3.14, граничная концентрация неосновных носителей

$$n_{p2p} = n_{p0} \exp\left(\frac{qU}{kT}\right).$$

При  $I_{Э} = \text{const}$  (см. рисунок 3.14, а) получим

$$\mu_B = \frac{dU_{ЭБ}}{dU_{КБ}} = \frac{dU_{ЭБ}}{dn_{p2p}} \frac{dn_{p2p}}{dW_B} \frac{dW_B}{dU_{КБ}};$$

учитывая, что

$$\frac{dU_{ЭБ}}{dn_{p2p}} = \frac{kT}{qn_{p2p}} \text{ и } \left. \frac{dn_{p2p}}{dW_B} \right|_{dI_{Э}=0} = \frac{n_{p2p}}{W_B},$$

получим

$$\mu = \frac{kT}{qW_B} \frac{dW_B}{dU_{КБ}}.$$

При  $I_B = \text{const}$  должен сохраняться полный заряд избыточных неосновных носителей в базе  $Q_B = \frac{qS_{Э}(n_{p2p} - n_{p0})W_B}{2}$ , т. е. при изменении  $U_{КЭ}$ , а следовательно,  $W_B$  площади треугольников OAD и OBE должны быть равны.

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

где  $S_{\text{э}}$  – площадь эмиттера.

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

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

$$\mu = \left. \frac{dU_{\text{БЭ}}}{dU_{\text{КЭ}}} \right|_{dI_B=0} \approx -\left. \frac{dU_{\text{ЭБ}}}{dU_{\text{КБ}}} \right|_{dI_B=0} = \left. \frac{dU_{\text{ЭБ}}}{dU_{\text{КБ}}} \right|_{dI_B=0}.$$

Следовательно,  $\mu_{\text{э}} = \mu_{\text{б}}$ . При увеличении обратного смещения на коллекторном переходе  $U_{\text{КБ}}$  толщина базы уменьшится и напряжение  $U_{\text{ЭБ}}$ , судя по величине  $n_{p2p}$  (см. рисунок 3.14, 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:

$$U_1 = f(I_1, U_2); \quad I_2 = f(I_1, U_2), \quad (3.33)$$

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

Из выражения (3.33) получаем статические характеристики:

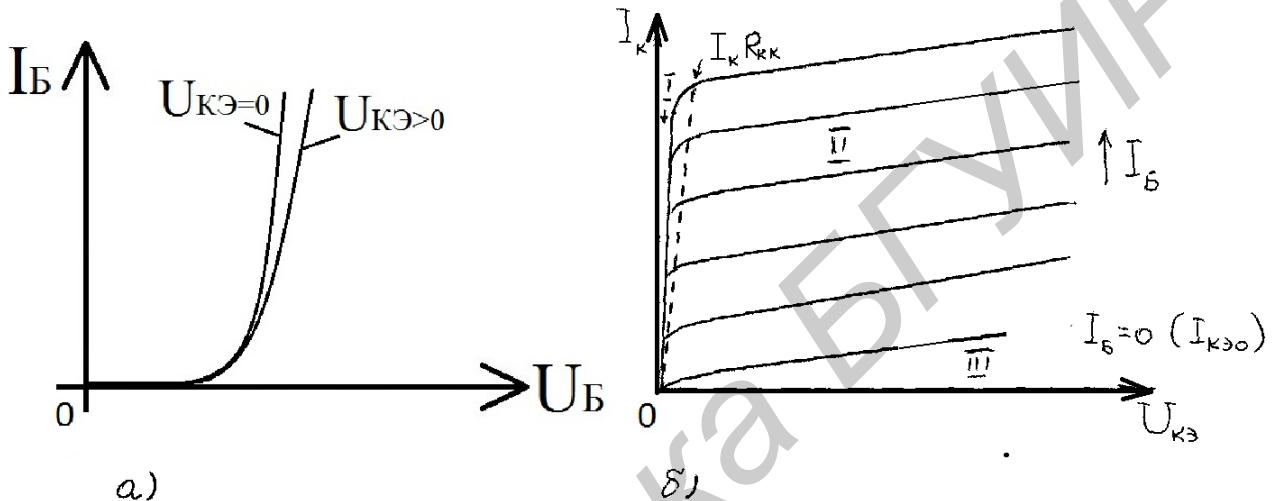
- $U_1 = f(I_1)|_{U_2=\text{const}}$  – входная ВАХ;
- $I_2 = f(U_2)|_{I_1=\text{const}}$  – выходная ВАХ;
- $U_1 = f(U_2)|_{I_1=\text{const}}$  – характеристика обратной связи;
- $I_2 = f(U_1)|_{U_2=\text{const}}$  – характеристика передачи тока.

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

### 3.6.1 Схема с ОЭ

Вид входной характеристики  $I_B = f(U_{БЭ})|_{U_{КЭ}=\text{const}}$  не отличается от ВАХ прямосмещенного р-п-перехода.

На входной ВАХ (рисунок 3.15, а) действие отрицательной 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. пункт 3.5.2).



а – входная; б – выходная

Рисунок 3.15 – Статические ВАХ БТ в схеме с ОЭ

Дифференциальное входное сопротивление  $R_{вх}$  определим из физической эквивалентной схемы БТ с ОЭ на низкой частоте (рисунок 3.16). Полагаем, что коэффициент передачи тока базы на НЧ  $\beta_0 = \beta_N$ .

$$R_{вх} = \frac{i_B R_B + i_Э R_Э}{i_B} = R_B + R_Э (\beta_N + 1) \approx R_Э \beta_N. \quad (3.34)$$

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

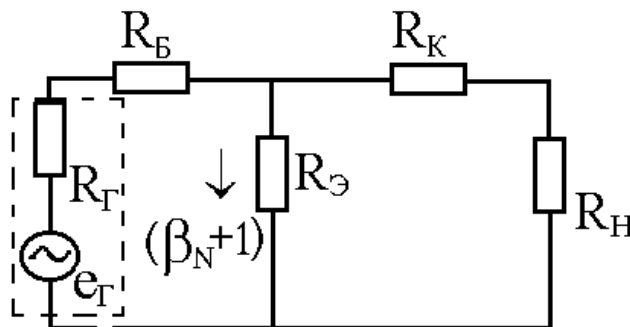


Рисунок 3.16 – Физическая эквивалентная схема БТ с ОЭ на низкой частоте

Все области работы биполярного транзистора в схеме с ОЭ: I – насыщение, II – активной нормальной работы, III – отсечки (см. рисунок 3.15, б) располагаются в одном квадранте.

Выражая из уравнений (3.19) для токов эмиттера и коллектора по модели Эберса – Молла величины напряжений на эмиттерном  $U_{\varepsilon}$  и коллекторном  $U_K$  переходах, зная, что  $U_{K\varepsilon} = U_K - U_{\varepsilon} = -U_{\varepsilon K}$ ,  $\alpha_N I_{\varepsilon S} = \alpha_I I_{KS}$ , и полагая, что  $(1 - \alpha_N) \rightarrow 0$ , для  $I_K = 0$  получим

$$U_{K\varepsilon_{нас}}|_{I_K=0} \approx \frac{kT}{q} \ln \frac{1}{\alpha_I}. \quad (3.35)$$

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  $U_{K\varepsilon}$ , чем тот, что выводится из модели Эберса – Молла. Необходимо учитывать падение напряжения в квазинейтральной области коллектора  $I_K R_{KK}$ . На рисунке 3.15, б прирост напряжения на транзисторе в режиме насыщения с учетом  $I_K R_{KK}$  обозначен штриховой линией. Как уже было показано в пункте 3.5.2, выходное дифференциальное сопротивление  $r_K^*$  в схеме с ОЭ в  $\beta_N + 1$  раз меньше, чем в схеме с ОБ:

$$R_K^* = \frac{R_K}{\beta_N + 1} \approx \frac{R_K}{\beta_N}. \quad (3.36)$$

### 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  $Q_{nБ}$ , но и заряд дырок  $Q_{p\varepsilon}$ , инжектируемый в эмиттер, а также заряды, накопленные в барьерных емкостях эмиттерного  $C_{j\varepsilon}$  и коллекторного  $C_{jK}$  переходов.

В активном нормальном режиме сумма величин зарядов  $Q_{nБ} + Q_{p\varepsilon}$  с ростом напряжения смещения увеличивается по соотношению

$$Q_{nБ} + Q_{pЭ} = Q_N = Q_{N0} \left[ \exp \frac{qU_{БЭ}}{kT} - 1 \right], \quad (3.37)$$

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  $I_K$ :

$$I_K = \frac{Q_N}{\tau_{\alpha_N}}, \quad (3.38)$$

где  $\tau_{\alpha_N}$  – характеристическое время, близкое по смысловому значению ко времени пролета носителей через базу  $t_{np}$  и несколько большее  $t_{np}$  по величине.

Если полагать, что  $Q_N \approx Q_{nБ}$ , 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  $Q_{nБ}$  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  $Q_N \approx Q_{nБ}$ , то  $\tau_{\alpha_N} \approx t_{np}$  и эффективность эмиттера  $\gamma$  стремится к единице, тогда  $\alpha_N \approx \alpha_T$  и в случае равномерного легирования базы

$$\alpha_N \approx \alpha_T = 1 - \frac{W_B^2}{2\tau_n D_n} = 1 - \frac{W_B^2}{2L_n^2}. \quad (3.39)$$

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  $C_{jК}$  переходов.

Зарядовая модель удобна в том случае, когда транзистор, переключаясь, проходит все возможные режимы работы: от режима отсечки до режима насыщения, т. к. во всех режимах присутствуют эффекты инжекции в р-п-переходах эмиттера и коллектора. По аналогии с величиной  $Q_N$  (3.37) накопленный заряд неосновных носителей в квазинейтральных областях базы и коллектора в инверсном активном режиме работы транзистора  $Q_I$  можно записать как

$$Q_I = Q_{I0} \left( \exp \frac{qU_{БК}}{kT} - 1 \right).$$

Для интегральных транзисторов концентрация примесных атомов в базе около коллектора  $N_{БК}$  примерно равна, а может быть, и меньше концентрации примеси в коллекторе  $N_K$ . Следовательно, при инверсном включенном транзисторе коэффициент инжекции намного меньше, чем при прямом, и эффект накопления неосновных носителей в квазинейтральной области коллектора необходимо учитывать (рисунок 3.17).

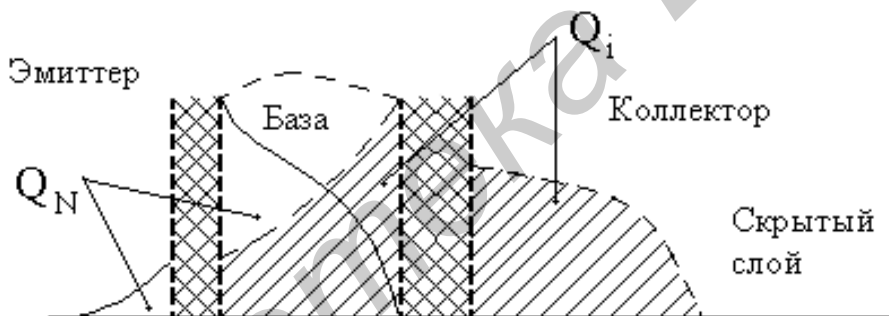


Рисунок 3.17 – Накопление зарядов в режиме насыщения в типовом интегральном транзисторе

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

$$\begin{aligned} I_B &= \frac{dQ_N}{dt} + \frac{Q_N}{\tau_{\beta_N}} + \frac{dQ_I}{dt} + \frac{Q_I}{\tau_{\beta_N}} + \frac{dQ_{jЭ}}{dt} + \frac{dQ_{jК}}{dt}; \\ I_K &= \frac{Q_N}{\tau_{\alpha_N}} - \frac{dQ_I}{dt} - \frac{Q_I}{\tau_{\alpha_N}} - \frac{Q_I}{\tau_{\beta_N}} - \frac{dQ_{jК}}{dt}; \\ I_{Э} &= \frac{dQ_N}{dt} - \frac{Q_N}{\tau_{\alpha_N}} - \frac{Q_N}{\tau_{\beta_N}} + \frac{Q_I}{\tau_{\alpha_N}} - \frac{dQ_{jЭ}}{dt}. \end{aligned} \quad (3.40)$$

Схема зарядовой модели, соответствующая системе уравнений (3.40), представлена на рисунке 3.18.

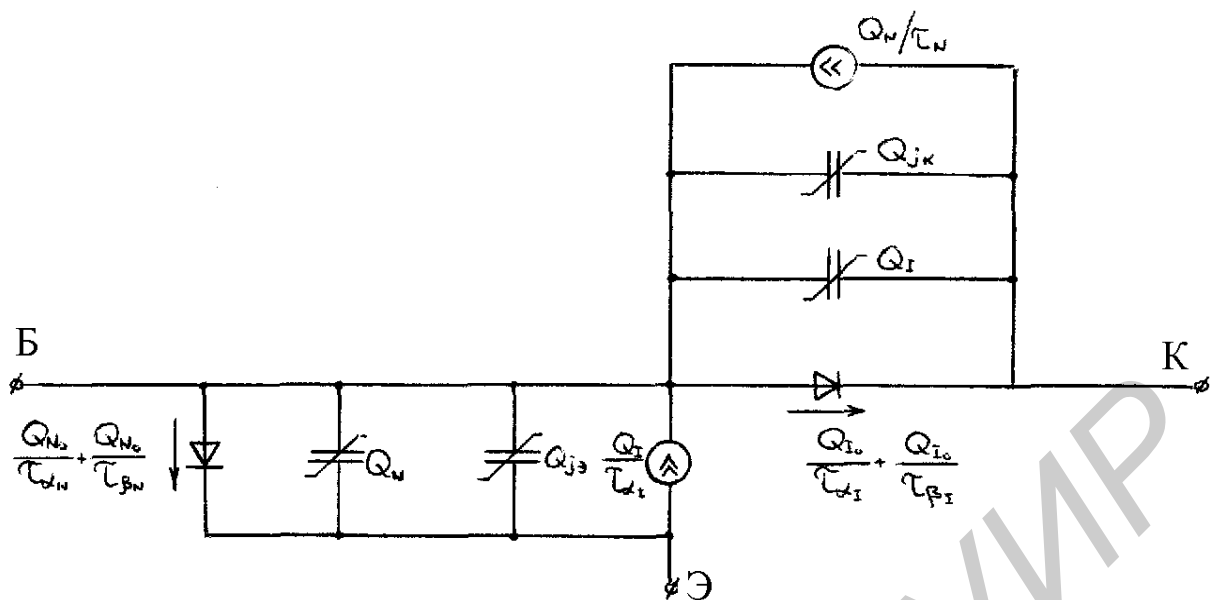


Рисунок 3.18 – Зарядовая модель биполярного транзистора для больших сигналов

Уравнением (3.43) и рисунком 3.18 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.

### 3.8 Импульсные свойства БТ

#### 3.8.1 Переходные процессы при воздействии 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 пункте 3.8.2 показано, что при  $Q_N \approx Q_{NB}$ ,  $\tau_{\alpha N} \approx t_{np}$  и для БТ с равномерно легированной базой время пролета равно  $W_B^2 / 2D_n$ , которое при высоком уровне инжекции уменьшается до  $W_B^2 / 4D_n$ . Для транзистора с произвольным примесным профилем

$$t_{np} = \left[ D_n n_i^2 \exp\left(\frac{qU_{БЭ}}{kT}\right) \right]^{-1} \int_0^{W_B} p dx \int_0^{W_B} \Delta n_p dx. \quad (3.41)$$

#### 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.

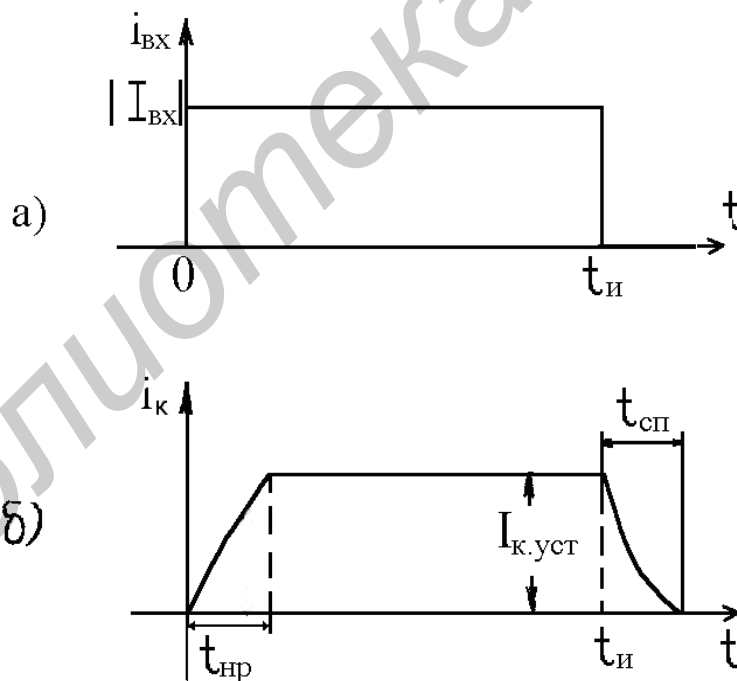
Пусть в момент времени  $t = 0$  на вход БТ, включенного по схеме с ОБ, подается отпирающий импульс тока  $I_{вх}(I_{э})$ . Движение электронов, инжектированных в базу, после заряда барьерной емкости эмиттера будет осуществляться за счет диффузии (или диффузия + дрейф для дрейфового транзистора) от эмиттера к коллектору, и через время  $\tau_{\alpha_N}$  они достигнут ОПЗ коллектора. Из-за различия траекторий и скоростей электронов в базе БТ происходит размытие фронта импульса тока коллектора (рисунок 3.19).

На этапе включения транзистора выражение для изменения тока коллектора с момента времени  $t = 0$  до момента достижения установившегося тока коллектора  $I_{к.уст} = \alpha_N I_{э}$  можно записать как

$$I_K(t) = \alpha_0 I_{э} \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\alpha_N}}\right) \right), \quad (3.42)$$

где  $I_{э} = -Q_N \left( \frac{1}{\tau_{\alpha_N}} + \frac{1}{\tau_{\beta_N}} \right) - \frac{dQ_N}{dt} - \frac{dQ_{jэ}}{dt}$ ;

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



а – импульс входного тока; б – импульс тока коллектора

Рисунок 3.19 – Переходные процессы в БТ

Длительность фронта тока коллектора (время нарастания  $t_{нр}$ ), определяемое на уровне  $0,9I_{к.уст}$  из (3.42),  $t_{нр} = 2,3\tau_{\alpha_N}$ .

После выключения входного импульса  $t_n$  ток коллектора уменьшается:



$$I_K(t) = \alpha_0 I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\alpha N}}\right). \quad (3.43)$$

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  $I_э = I_Б$ .

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 препятствуют их рекомбинации с дырками. Выражение для тока базы из модели управления зарядами БТ можно записать как

$$I_Б = \frac{Q_N}{\tau_{\beta N}} + \frac{dQ_N}{dt} + \frac{dQ_{jэ}}{dt} + \frac{dQ_{jк}}{dt}. \quad (3.44)$$

Из уравнения (3.44) 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  $I_{Куст} = \beta_N I_Б$  можно записать как

$$I_K(t) = \beta_0 I_Б \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\beta N}}\right) \right), \quad (3.45)$$

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

$$I_K(t) = \beta_0 I_Б \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\beta N}}\right). \quad (3.46)$$

Время нарастания и спада связаны с постоянной времени соотношением

$$t_{\text{нр}} \approx t_{\text{сп}} \approx 2,3\tau_{\beta N}.$$

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

$$\tau_{\beta N}^* = \tau_{\beta N} + (\beta_N + 1)R_H C_{jk}. \quad (3.47)$$

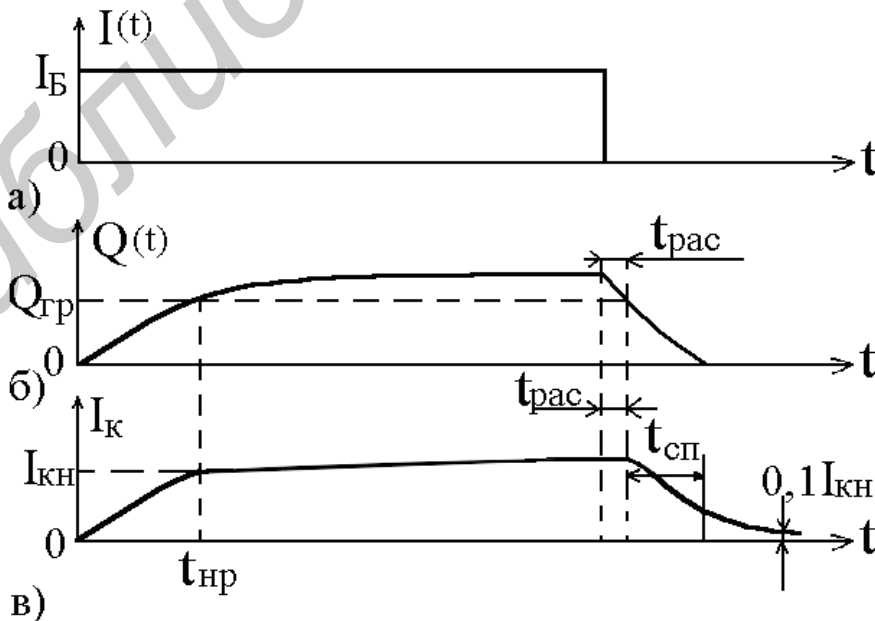
### 3.8.3 Импульсный режим работы БТ при большом сигнале

При работе в ключевом режиме, имеющем два состояния («выключено» – область отсечки и «включено» – 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

$$I_{KH} = \frac{E_K - U_{KЭЭ}}{R_H} \approx \frac{E_K}{R_H}. \quad (3.48)$$

На границе области насыщения и активной области ток базы  $I_{BH} = I_{KH} / \beta$ . Этому току соответствует граничный заряд электронов в базе и дырок в эмиттере  $Q_{гр}$  (рисунок 3.20).



а – ток базы; б – заряд электронов в базе

Рисунок 3.20 – Переходные процессы в БТ при большом сигнале

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 (3.51). 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 со временем пролета и зарядом  $C_{jЭ}$  и  $C_{jК}$ .

Этап формирования фронта заканчивается, когда накопленный заряд  $Q_N = Q_{cp}$ . Если полагать, что  $Q_{cp} = I_{BN} \tau_{\beta N}$ , то время нарастания  $t_{np}$  (рисунок 3.21) равно

$$t_{np} = \tau_{\beta N} \ln \left( \frac{1}{1 - I_{BH} / I_B} \right). \quad (3.49)$$

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  $Q_{нБ} = I_B \tau_{\beta N}$ . После выключения импульса базового тока начнется рассасывание накопленного заряда. Ток коллектора не меняется, пока  $Q_N > Q_{cp}$ :

$$t_{pac} = \tau_{\beta N} \ln \frac{I_B}{I_{BH}}. \quad (3.50)$$

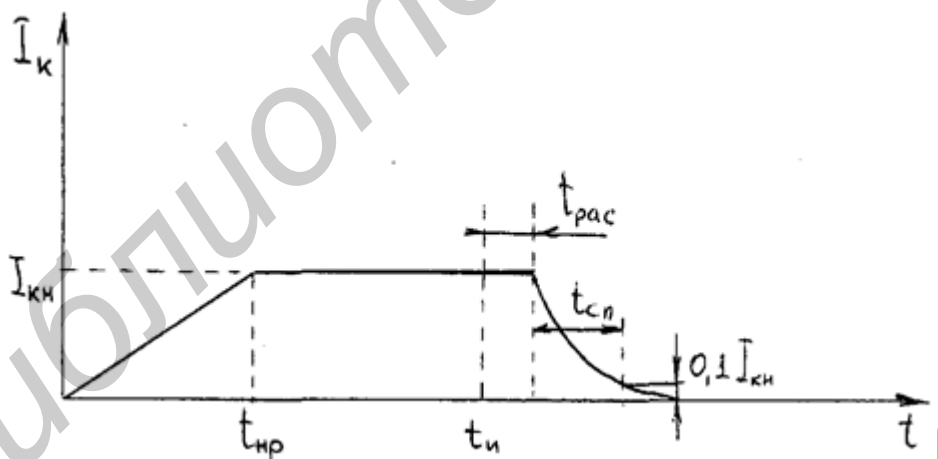


Рисунок 3.21 – Форма импульса тока коллектора в режиме переключения при большом сигнале

Время спада (см. рисунок 3.21) определяется выражением

$$t_{cn} = \tau_{\beta N} \ln \frac{I_{BH}}{0,1 I_{KH}}. \quad (3.51)$$

При наличии в цепи коллектора нагрузочного сопротивления вместо  $\tau_{\beta N}$  нужно подставлять

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

Во всех выводах этого раздела мы не учитывали избыточный заряд, который накапливается в режиме насыщения в коллекторной области (особенно в транзисторах с высокоомным коллектором). В этом случае полный накопленный заряд становится суперпозицией зарядов, соответствующих прямому  $Q_N$  и инверсному  $Q_I$  активным режимам. В этом случае уравнения (3.46) остаются в силе, но токи эмиттера, базы и коллектора нужно рассчитывать исходя из выражения (3.40).

### 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 ( $U_{ЭБ} > 0, U_{КБ} < 0$ ), 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 рисунке 3.22 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, т. к. она описывает только малые переменные составляющие токов и напряжений.

Дифференциальное сопротивление  $R_K$  и источник  $\mu_B \dot{U}_{КБ}$  связаны с эффектом Эрли (см. пункт 3.5.2). Сопротивление  $R_{KK}$  моделирует сопротивление квазинейтральной коллекторной области. Его нужно учитывать при анализе транзистора со слаболегированным коллектором. Эмиттерный вход заменен

дифференциальным сопротивлением эмиттерного перехода  $R_{э}$ , значение которого может быть определено из (1.37) как  $R_{э} = \frac{kT}{qI_{э}}$ .

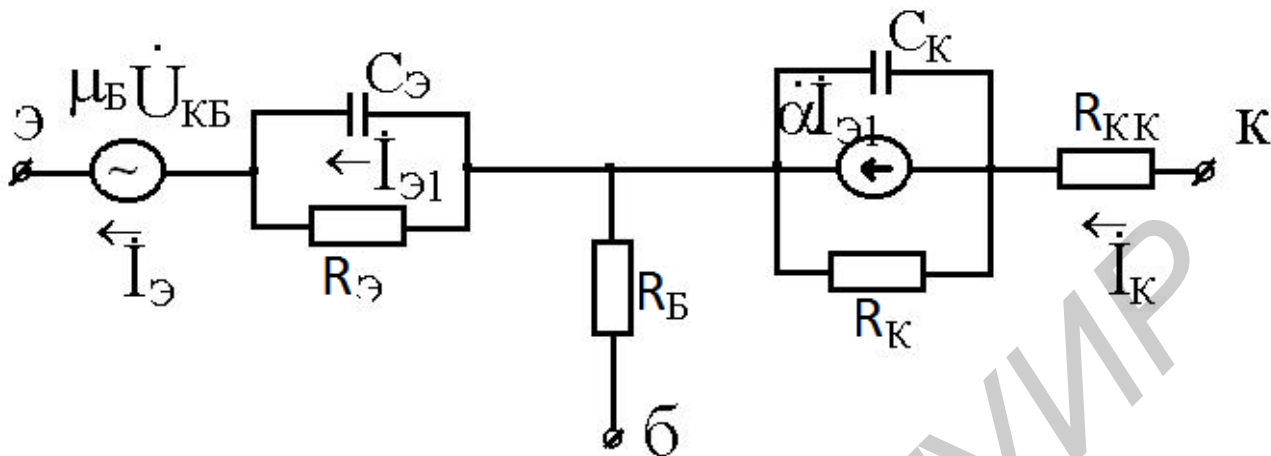


Рисунок 3.22 – Малосигнальная физическая эквивалентная схема транзистора для включения с ОБ

Транзисторный эффект модулируется генератором тока  $\alpha I_{э1}$ . Причем в генераторе тока не учитывается та часть эмиттерного тока, которая проходит по барьерной емкости эмиттера  $C_{э}$ , т. к. 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 рисунке 3.23 представлена малосигнальная физическая эквивалентная схема транзистора для включения с ОЭ.

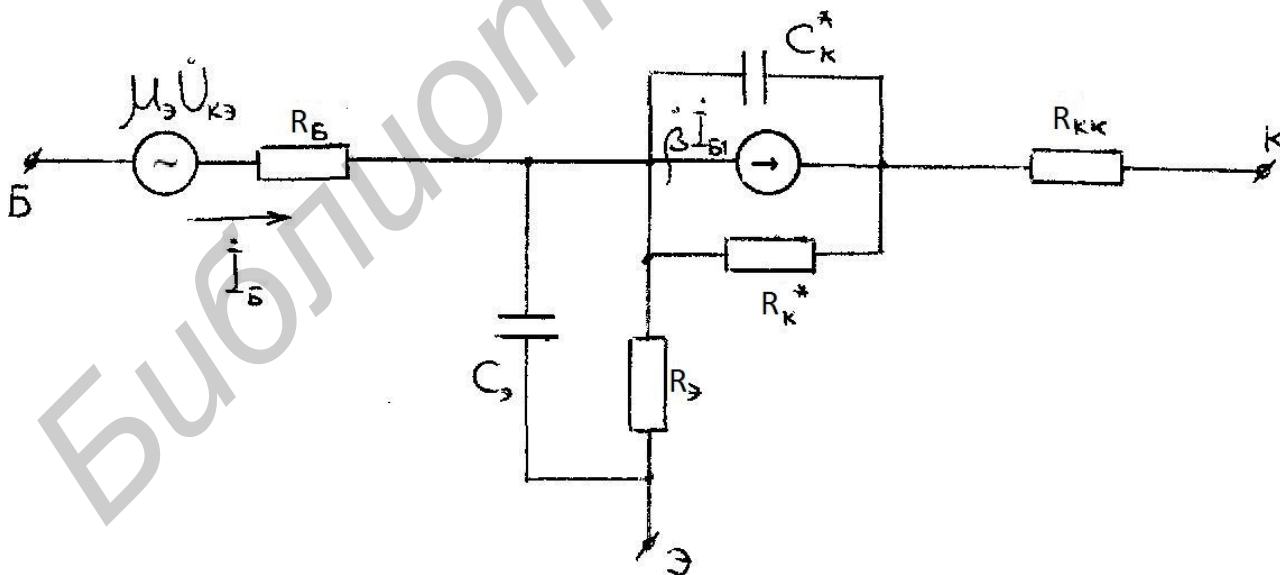


Рисунок 3.23 – Малосигнальная физическая эквивалентная схема для включения с ОЭ

Частотно-зависимый генератор тока  $\beta I_{Б1}$  модулирует транзисторный эффект. Величина тока  $I_{Б1} < I_{Б}$ , т. к. 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 т. к. 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  $\dot{r}_K^*$  и  $\dot{C}_K^*$  через  $\dot{z}_K^*$ :

$$\dot{z}_K^* = \frac{z_K}{1 + \beta} = \frac{\dot{r}_K^*}{1 + j\omega r_K^* \dot{C}_K^*},$$

где  $\dot{C}_K^* = C_K(1 + \beta)$ .

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:

$$\tau_n^* = C_K^*(R_B + R_{KK} + R_H),$$

где  $R_H$  – 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 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

$$f_T = \frac{1}{2\pi t_{ЭК}}, \quad (3.52)$$

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

$$t_{ЭК} = \tau_{Э} + t_B + \tau_K + t_{JK}. \quad (3.53)$$

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

$$t_{0Э} \approx t_{0К} = \tau^* = \frac{\varepsilon_0}{\sigma_{Э}} = \frac{\varepsilon_0}{q\mu_n N_d}.$$

Для типовых значений  $N_{dэ}$  и  $N_{dk}$  величина  $\tau^*$  лежит в пределах  $10^{-13} \dots 10^{-14}$  с и в выражении (3.53) не учитывается.

Время установления напряжения на эмиттерном переходе равно постоянной времени:

$$\tau_{Э} = R_{Э}(C_{jЭ} + C_n), \quad (3.54)$$

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, т. к. величина  $R_{Э}$  обратно пропорциональна эмиттерному току.

Время задержки в области базы  $t_B$  определяется временем установления стационарного заряда  $Q_{нБ}$  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  $t_{np} = \frac{W_B^2}{nD}$ , где  $n=2$  при малом уровне инжекции и  $n=4$  при высоком уровне инжекции, а для дрейфового транзистора с линейным распределением примеси

$$t_{np} = \frac{W_B^2(m-1)}{nDm^2},$$

где  $m$  – дрейфовый коэффициент.

Для транзистора с произвольным примесным профилем в базе

$$t_{np} = \left[ D_n n_i^2 \exp \frac{U_{ЭБ}}{kT} \right]^{-1} \int_0^{W_B} \Delta n_p dx.$$

При инженерных расчетах величину  $n$  для времени пролета в дрейфовых транзисторах принимают равной 4. Диффузионная емкость эмиттера  $C_D$  записывается как

$$C_D = \frac{dQ_{инж}}{dU_Э} \approx \frac{dQ_{нБ}}{dU_Э}.$$

Полагая, что  $Q_n \approx Q_{нБ}$ ,  $I_K \approx I_Э$  и  $\tau_{αN} \approx t_{np}$ , получим  $t_{np} = R_Э C_D$ .

Следовательно, окончание зарядки диффузионной емкости эмиттера через дифференциальное сопротивление  $R_Э$  сигнализирует об окончании формирования коллекторного импульса тока. Моделирование диффузионного процесса с помощью  $C_D R_Э$  позволяет получить простые выражения для некоторых характеристических частот транзистора.

В схеме с ОБ для цепи заряда емкости  $C_D$  (рисунок 3.24) справедливы отношения

$$i_{ВХ} = i_c + i_Э = j\omega C_D U + \frac{U}{R_Э} \quad \text{и} \quad \frac{i_Э}{i_{ВХ}} = \frac{i_Э}{i_Э + i_c} = \frac{1}{j\omega C_D R_Э}. \quad (3.55)$$

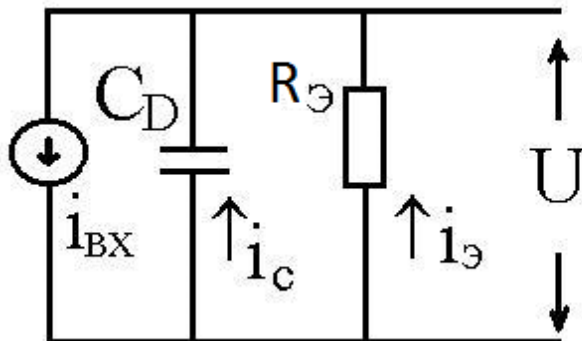


Рисунок 3.24 – Схема, моделирующая диффузионный механизм передачи тока



Электронный ток инжекции эмиттера  $i_{\text{э}}$  связан с коллекторным током известным соотношением  $i_{\text{э}} = i_{\text{к}}/\alpha_0$ ; подставляя значение  $i_{\text{э}}$  в (3.55), получим

$$\alpha(j\omega) = \frac{i_{\text{к}}}{i_{\text{вх}}} = \frac{\alpha_0}{1 + j\omega t_{\text{np}}} = \frac{\alpha_0}{1 + j(\omega/\omega_{\alpha})}, \quad (3.56)$$

где  $\omega_{\alpha} = 1/t_{\text{np}}$  – 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.

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

Из (3.56) видно, что при  $\omega = \omega_{\alpha}$

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

Для схемы с общим эмиттером можно записать

$$\beta(j\omega) = \frac{\alpha(j\omega)}{1 - \alpha(j\omega)} = \frac{\beta_0}{1 + j(\omega/\omega_{\beta})}, \quad (3.57)$$

где  $\omega_{\beta} = (1 - \alpha_0/t_{\text{np}}) \approx 1/\tau_n$  – граничная частота в схеме с ОЭ, или частота, на которой модуль коэффициента передачи тока базы  $|\beta|$  уменьшается 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 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 сильнолегированы, а эмиттерный переход смещен в прямом направлении, то ширина  $x_d$  мала и время пролета  $t_{\text{э}} = x_{\text{дэ}}/2v_s$  можно не учитывать.

Иногда учитывается время пролета носителей через коллекторный переход:

$$t_{\text{жк}} = \frac{x_{\text{дк}}}{2v_s}. \quad (3.58)$$

Время установления напряжения на коллекторном р-п-переходе не определяет времени установления коллекторного тока, т. к. 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

$$\tau_K = C_{jK}(R_B + R_{KK}), \quad (3.59)$$

если анализировать частотные свойства транзистора с высокоомным коллектором.

Суммарное время задержки при пролете носителей от эмиттера к коллектору равно

$$t_{\Sigma K} = \frac{(C_{jE} + C_n)kT}{qI_E} + t_{np} + \frac{x_{dn}}{2v_s} + C_{jK}(R_B + R_{KK}). \quad (3.60)$$

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:

$$f_{\max} = \left[ \frac{\alpha_0 f_T}{8\pi r_B C_{jK}} \right]^{1/2}. \quad (3.61)$$

Рисунок 3.25 дает представление о соотношении величин характеристических частот транзистора  $f_T$ ,  $f_\alpha$  и  $f_\beta$ .

Полагают, что справедливо соотношение

$$f_T \approx \alpha_0 f_\alpha \approx \beta_0 f_\beta. \quad (3.62)$$

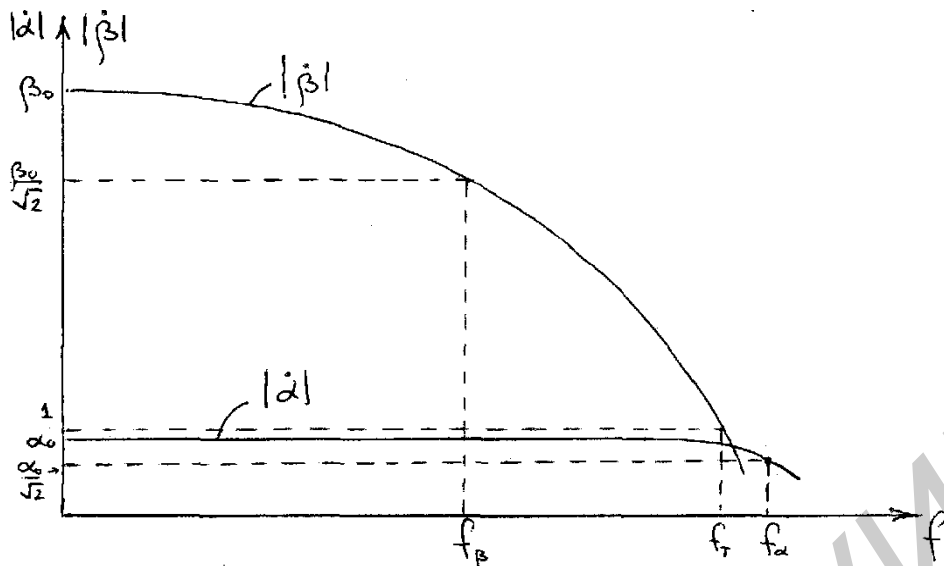


Рисунок 3.25 – Характеристические частоты биполярного транзистора

### 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. пункт 3.5.2), т. е. 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 сомкнется с ОПЗ эмиттерного перехода (рисунок 3.26).

В схеме ОБ, т. к.  $\alpha_N = \frac{I_K}{I_Э}$ , а ток базы  $I_B = 0$  и  $I_K = I_Э$ ,  $\alpha_N = 1$ . Таким образом, в схеме ОБ при напряжении на коллекторе, равном напряжению смыкания  $U_K = U_{CM}$ , коэффициент передачи постоянного эмиттерного тока равен 1. 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.

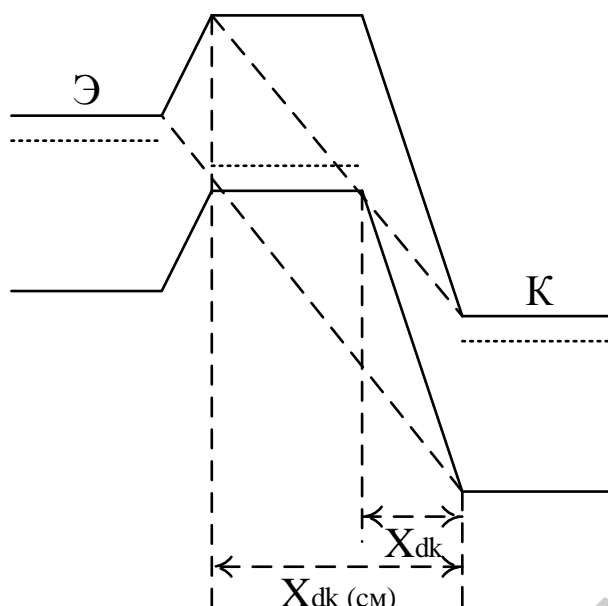


Рисунок 3.26 – Механизм сужения эмиттерного и коллекторного переходов

В предположении резкого коллекторного р-n-перехода ширина ОПЗ определяется как

$$x_{dk} = \left( \frac{2\varepsilon_0 U_K}{qN_B} \right)^{1/2}.$$

При  $U_K = U_{CM}$   $x_{dk} = W_B$ , следовательно, для  $n^+ \text{-} p^+$ -транзистора

$$U_{CM} = \frac{W_B^2 q N_B}{2\varepsilon_0}.$$

Величины напряжений лавинного пробоя транзисторов, построенных по схемам ОБ и ОЭ, отличаются во много раз, что определяется механизмом стока дырок (случай n-p-n-транзистора), попадающих в область базы при лавинном умножении носителей в коллекторном р-n-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-n-переходе, а величина напряжения определяется как напряжение лавинного пробоя отдельно взятого р-n-перехода (см. пункт 1.11.1). Если эмиттер заземлен, а база отключена, то дырки, попадающие в область базы из коллекторного р-n-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, т. е.

дополнительное количество дырок, которые втягиваются в базу, и т. д. Потому напряжение лавинного пробоя коллекторного перехода при таком режиме включения транзистора  $U_{КЭ0}$  намного меньше  $U_{КБ0}$ .

Известно, что коэффициент передачи тока эмиттера  $\alpha_N = \gamma\alpha_T M$ . Считая, что в активном режиме работы БТ  $M = 1$ , имеем  $\alpha_N = \gamma\alpha_T$ . 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 
$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{PP}}\right)^6}.$$

При  $\alpha_N M = 1$   $U = U_{КЭ0}$ , следовательно,  $1 = \frac{\alpha_N}{1 - \left[\frac{U_{КЭ0}}{U_{КБ0}}\right]^6}$  или

$$U_{КЭ0} = U_{КБ0} \sqrt[n]{1 - \alpha_N}. \quad (3.63)$$

Обычно для n-p-n-транзисторов  $n$  берут равным 4.

Иногда для определения величины  $U(L)_{КЭ0}$  используют эмпирическое выражение

$$U_{КЭ0} = \frac{U_{КБ0}}{N \sqrt{\beta_N}}, \quad (3.64)$$

где  $N = 4 \dots 5$ .

Если после развития лавинного пробоя в коллекторном переходе не ограничивать ток пробоя, то это приведет к тепловой нестабильности, которая известна как вторичный пробой. ВАХ вторичного пробоя, как и любого теплового пробоя, имеет участок отрицательного дифференциального сопротивления [9].

При прямосмещенном эмиттере n-p-n-транзистора управляющий ток в базе протекает под эмиттером по направлению к базовому контакту, приводя к эффекту отеснения тока эмиттера на край эмиттера. Ток может оказаться сконцентрированным на сравнительно малой площади с плотностью, достаточно высокой для того, чтобы инициировать тепловую нестабильность 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.

## Контрольные вопросы

1. О чем говорит направление стрелки эмиттера (от базы или к базе) в обозначении n-p-n- и p-n-p-транзисторов?
2. Какие режимы работы транзистора вы знаете?
3. Является ли биполярный транзистор обратимым прибором? Если нет, то почему?
4. По каким причинам в базе транзистора может возникнуть 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»? Какие области прибора насыщаются? Почему?
7. Из чего состоит ток базы?
8. Какие виды пробоя транзистора вы знаете?
9. Как и почему коэффициент передачи постоянного эмиттера зависит от величины тока эмиттера?
10. Что такое «эффект Эрли»? К чему он приводит?
11. Что такое «эффект Кирка»? Как влияет этот эффект на величины коэффициента передачи тока и частоту отсечки?
12. Почему происходит оттеснение тока эмиттера на край эмиттера?
13. Как борются с эффектом оттеснения тока эмиттера на край эмиттера?
14. Какие процессы, происходящие в транзисторе, влияют на его частотные свойства?

## ГЛАВА 4 ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

### 4.1 Общие сведения

Вне зависимости от конструкторских и технологических особенностей полевые транзисторы (ПТ) включают в себя проводящий канал и четыре области с омическими контактами 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.

В зависимости от электропроводности истока, канала и стока транзисторы могут быть n- и p-канальными.

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 канальные транзисторы (КТ), проводимость канала которых модулируется изменением его сечения путем расширения (сужения) ширины обедненного слоя p-n-перехода или обедненного слоя контакта металл – полупроводник (полевой транзистор с затвором Шоттки, у которого в качестве управляющей области используется контакт Шоттки). Сокращенно их называют MeП-транзисторы, или ПТШ.

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 – окисел – полупроводник), т. к. 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: МОПТ, работающие в режиме обогащения, и МОП транзисторы, 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 отдельные типы 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, т. к. 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 МОП транзисторы

В разделе МОП транзисторы (МОПТ) будут рассматриваться транзисторы, работающие в режиме обогащения, как наиболее распространенный класс транзисторов в микроэлектронике.

### 4.2.1 Идеальная МДП структура

На рисунке 4.1 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  $\varphi_{mi}$  равна нулю.

Разность работ выхода (в единицах потенциала) металл – полупроводник (см. рисунок 4.1):

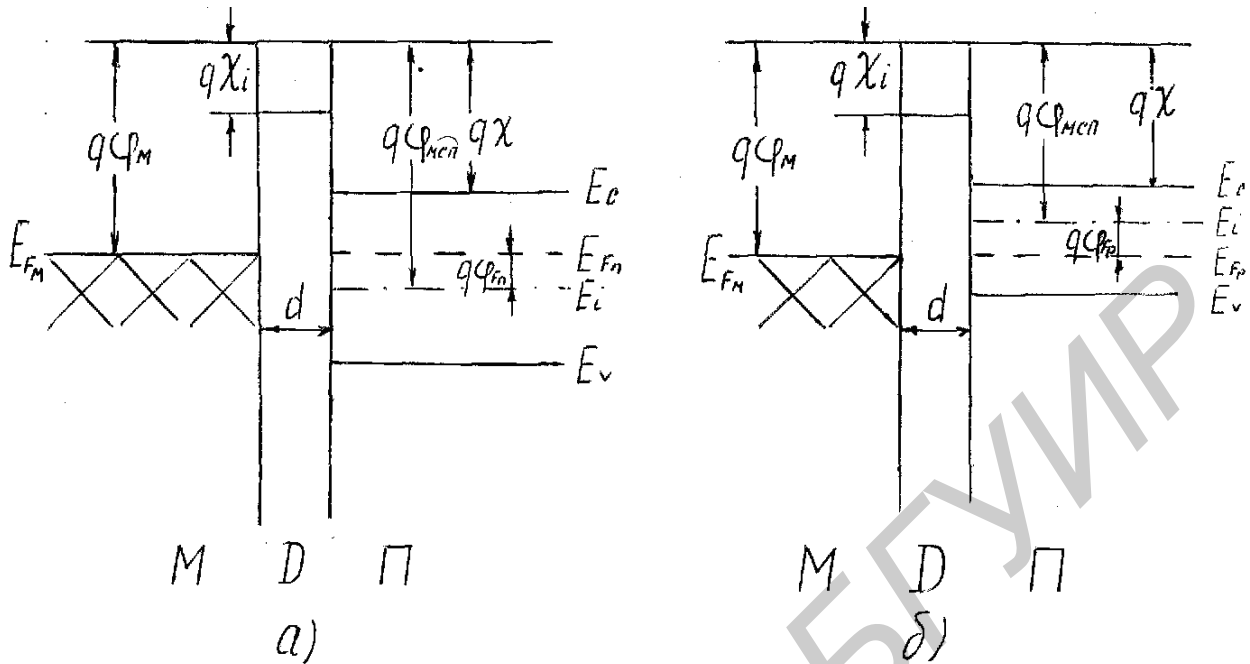
$$\varphi_{mi} = \varphi_m - (\chi + E_g / 2q - \varphi_{Fn}) = \varphi_{msi} + \varphi_{Fn} = 0 \quad \text{для n-типа;} \quad (4.1)$$

$$\varphi_{mi} = \varphi_m - (\chi + E_g / 2q + \varphi_p) = \varphi_{msi} - \varphi_{Fp} = 0 \quad \text{для p-типа,} \quad (4.2)$$



где  $\varphi_{\text{мсп}}$  – разность работ выхода металл – собственный полупроводник;

$\varphi_F = (\kappa T/q) N_n / n_i$ ;  $N_n$  – концентрация примеси в полупроводнике.



а – полупроводник n-типа; б – полупроводник p-типа

Рисунок 4.1 – Энергетические зонные диаграммы идеальных МДП структур при  $U_m = 0$

Если в идеальной МДП структуре к металлическому полевому 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.

#### 4.2.1.1 Эффект поля в идеальной МДП структуре

Рассмотрим возможные варианты состояний полупроводника границы раздела кремний – оксид кремния при изменении напряжения, приложенного к металлу (поликремнию).

В невырожденной кремниевой p-подложке с объемной плотностью акцепторов  $N_a$  равновесные концентрации дырок и электронов выражаются формулами

$$p_{p0} \cong N_a, n_{n0} \cong \frac{n_i^2}{N_a} = N_a \exp\left(-2 \frac{\varphi_s}{\varphi_T}\right), \quad (4.3)$$

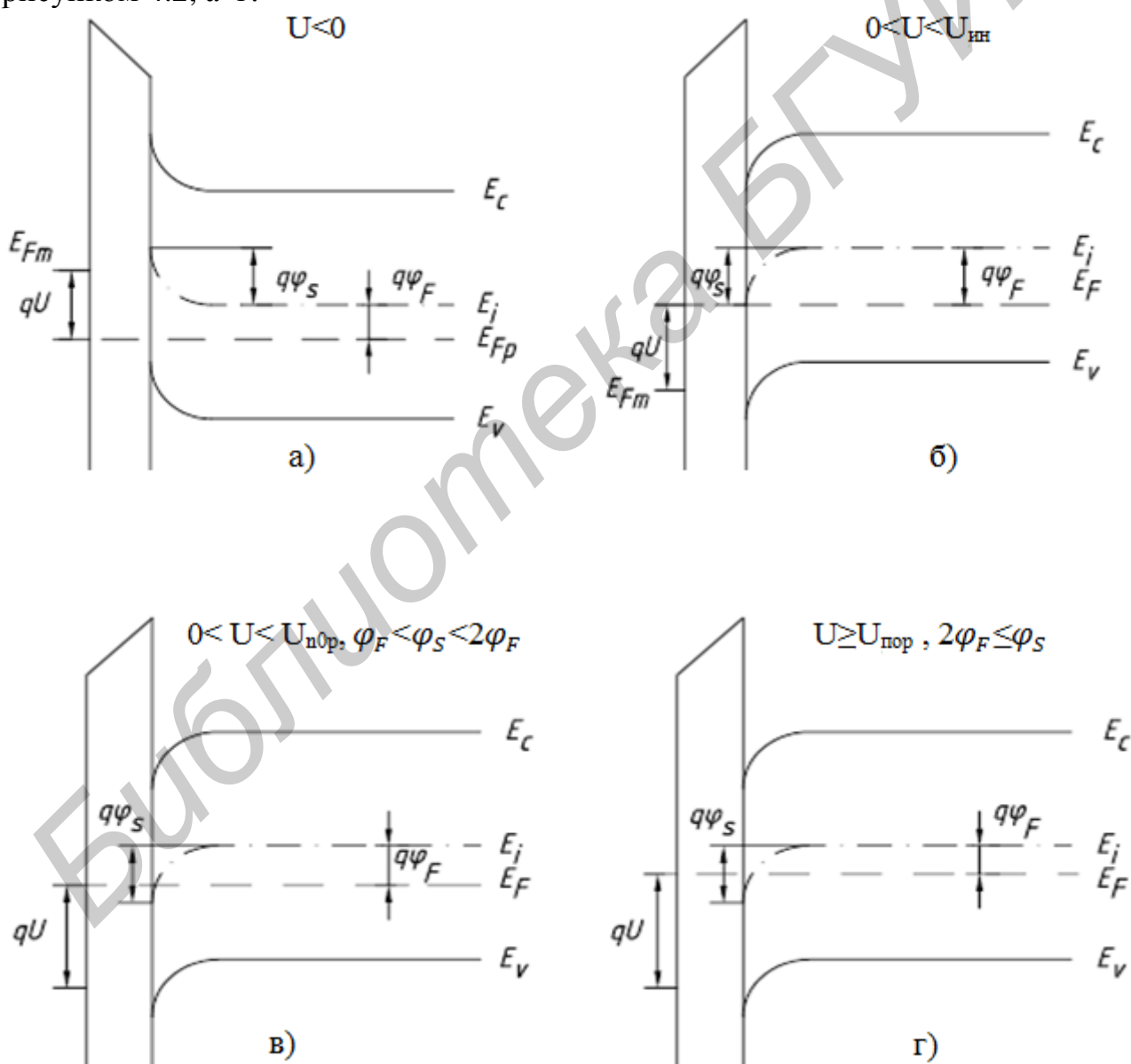
где  $\varphi_F = \varphi_T \ln \frac{N_a}{n_i}$  – потенциал Ферми в объеме p-подложки, характеризующий положение уровня Ферми относительно середины запрещенной зоны кремния.

Прикладывая положительное напряжение к затвору, мы увеличиваем потенциал в объеме р-кремния и на границе раздела. При этом концентрация электронов экспоненциальным образом увеличивается, а дырок – уменьшается. В частности, для объемной концентрации электронов и дырок на границе раздела с окислом имеем

$$n(\varphi_s) = \left( \frac{n_i^2}{N_a} \right) \exp\left( \frac{\varphi_s}{\varphi_T} \right), \quad (4.4)$$

где  $\varphi_s = \frac{E_i(\infty) - E_i(0)}{q} < 0$  – поверхностный потенциал.

При этом возможны четыре основные ситуации, которые поясняются рисунком 4.2, а–г:



а – режим обогащения; б – режим обеднения; в – режим слабой инверсии; г – режим сильной инверсии

Рисунок 4.2 – Энергетические зонные диаграммы МДП структуры

1. Приложенное напряжение отрицательно ( $U < 0$ , рисунок 4.2, а). Поле в полупроводнике экранируется избыточными дырками, концентрация которых вблизи поверхности полупроводника повышается. Такой режим называется режимом обогащения. Положительный заряд избыточных дырок в полупроводнике уравновешен отрицательным зарядом электронов на поверхности затвора. Электрическое поле проникает в полупроводник на глубину порядка дебаевой длины экранирования в подложке.

2. Приложенное напряжение положительно и не превышает некоторой величины  $U_{ин}$ , называемой *напряжением инверсии*, т. е.  $0 < U < U_{ин}$  (рисунок 4.2, б). В этом режиме энергетические зоны искривляются в противоположную сторону. Величина поверхностного потенциала положительна и не превышает величины  $\varphi_F$  :

$$0 < \varphi_s < \varphi_F = \frac{E_i - E_F}{q}. \quad (4.5)$$

Очевидно, что приповерхностный слой полупроводника обеднен основными носителями (*режим обеднений*). При условии (4.5) уровень электростатической энергии остается выше уровня Ферми  $E_i > E_F$ , поэтому концентрация неосновных носителей (электронов) весьма мала ( $n_{p0} < n_i$ ). Ширина  $x_d$  и плотность заряда  $qN_a$  обедненной области на единицу площади для однородно-легированной подложки определяются условием электронейтральности и выражаются в приближении обедненного слоя простыми зависимостями от поверхностного потенциала:

$$x_d \cong \left( \frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 \varphi_s}{qN_a} \right)^{\frac{1}{2}}; \quad (4.6)$$

$$Q_d(\varphi_s) = qN_a x_d = \sqrt{2\varepsilon_s \varepsilon_0 qN_a \varphi_s}. \quad (4.7)$$

Соотношение (4.7) аналогично соотношению, определяющему ширину резкого несимметричного р-п-перехода с заменой контактной разности потенциалов  $\varphi_K$  на поверхностный потенциал  $\varphi_s$ .

Отсюда легко получить удельную (на единицу площади) емкость обедненной области:

$$C_D = \frac{dQ_d}{d\varphi_s} = \left( \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 qN_a}{2\varphi_s} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{x_d(\varphi_s)}. \quad (4.8)$$

При увеличении напряжения  $U$  до величины напряжения инверсии  $U_{ин}$  выполняется условие  $\varphi_s(U_{ин}) = \varphi_F$ . В этом случае уровень Ферми на границе

диэлектрик – полупроводник ( $x=0$ ) совпадает с уровнем электростатической энергии  $E_i$ , что соответствует равенствам  $p(0)=n(0)=n_i$ .

3. Приложенное напряжение превышает напряжение инверсий ( $U > U_i$ , рисунок 4.2, в). В этом режиме  $\varphi_S > \varphi_F$  и в приповерхностном слое полупроводника уровень электростатической энергии расположен ниже уровня Ферми. В соответствии с (4.8) в данной области концентрация неосновных носителей больше, чем основных ( $n > p$ ), т. е. инвертируется тип проводимости подложки. Этот режим называется режимом инверсии. При условии  $2\varphi_F > \varphi > \varphi_F$  получим  $p_{p_0}(N_a) > n(0)$ .

Такой режим называется режимом *слабой инверсии*. В режиме слабой инверсии практически во всей области пространственного заряда ( $0 < x < x_d$ ) концентрации подвижных носителей заряда остаются намного меньшими, чем в подложке, поэтому толщина ОПЗ определяется соотношением (4.6). Концентрация электронов максимальна на поверхности ( $x=0$ ) и резко убывает при  $x > 0$ .

4. Когда поверхностный потенциал  $\varphi_S > 2\varphi_F$ , имеет место сильная инверсия ( $n(0) > p_0 = N_a$ ) (рисунок 4.2, г). Условие  $\varphi_S > 2\varphi_F$  выполняется при некотором значении приложенного напряжения  $U_{nop}$ , которое называется *пороговым напряжением* МДП структуры. При увеличении напряжения до значения  $U_{nop}$  ширина ОПЗ  $x_d$  возрастает в соответствии с (4.9) вследствие увеличения поверхностного потенциала до  $\varphi_S > 2\varphi_F$ , достигая значения  $x_{dmax}$ :

$$x_{dmax} = x_d(U_{nop}) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0 \cdot 2\varphi_F}{qN_a}}. \quad (4.9)$$

Дальнейшее увеличение напряжения (переход в область сильной инверсии) не приводит к заметному расширению ОПЗ, т. к. тонкий инверсионный слой экранирует ОПЗ от электростатического воздействия со стороны затвора. При повышении напряжения электрическое поле увеличивается только в диэлектрике. Толщина инверсионного слоя в режиме сильной инверсии имеет порядок дебаевой длины экранирования  $L_D$  (5...10 нм).

#### 4.2.2 Реальная МДП структура

Зонные диаграммы материалов структуры металл (алюминий) – окисел – полупроводник р-типа изображены на рисунке 4.3.

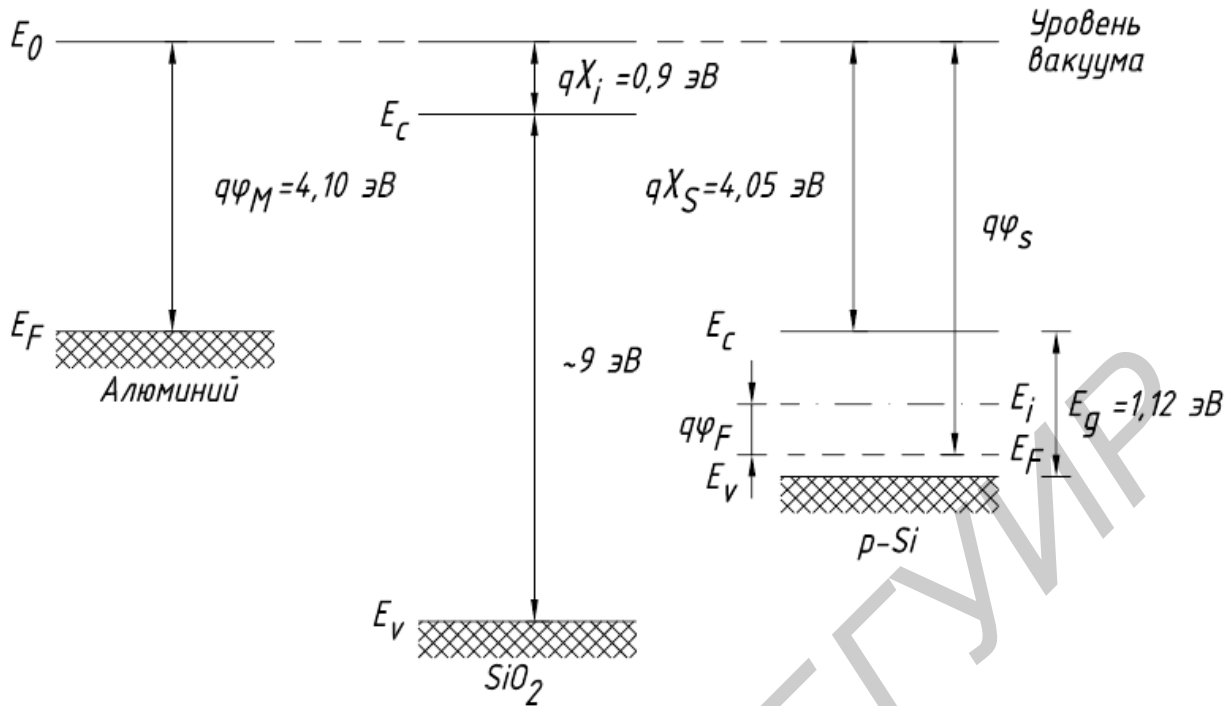


Рисунок 4.3 – Зонные диаграммы алюминия, SiO<sub>2</sub> и кремния p-типа с концентрацией легирующей примеси  $N_a$

Рассмотрим энергетические зонные диаграммы реальных МДП структур [Al – сильнолегированный поликремний – SiO<sub>2</sub>–Si], предполагая, что сопротивление диэлектрика бесконечно велико и полупроводниковая подложка легирована равномерно. Эти предположения, как правило, остаются в силе при расчете параметров реальных МОПТ.

Разность работ выхода из алюминия и собственного кремния  $\varphi_{\text{млн}} = -0,6$  В. Следовательно, разность работ выхода  $\varphi_{\text{млн}}$  в Al–SiO<sub>2</sub>–Si структурах  $\varphi_{\text{млн}} = -0,6 \pm \frac{kT}{q} \ln \frac{N_n}{n_i}$  зависит от концентрации носителей в подложке и для типичных значений  $N_n \approx 10^{15} \dots 10^{16}$  см<sup>-3</sup> вне зависимости от типа электропроводности подложки – величина отрицательная. Следовательно, в обоих случаях зоны у границы раздела искривятся вниз (см. рисунок 4.2), но для n-полупроводника выполняется режим обогащения, а для p-полупроводника – обеднения.

Для поликремниевых затворов p<sup>+</sup>-типа, где уровень Ферми практически совпадает с положением дна зоны проводимости, работа выхода  $\varphi_{\text{си}}^*$  равна величине сродства к электрону в кремнии  $\varphi_{\text{м}}(\varphi_{\text{си}}^*) = \chi$  и величина

$$\varphi_{\text{млн}} = \varphi_{\text{м}} - \left( \chi + \frac{1}{2} \varphi_{\text{г}} \pm \varphi_{\text{F}} \right) = -\varphi_{\text{г}} / 2 \pm \varphi_{\text{F}}. \quad (4.10)$$

В поликремниевых затворах  $p^+$ -типа, где уровень Ферми лежит у потолка валентной зоны, работа выхода  $\varphi_m(\varphi_{si}^*) = \chi + \varphi_g$  и величина

$$\varphi_m = \frac{1}{2} \varphi_g \pm \varphi_F. \quad (4.11)$$

До сих пор мы считали, что граница раздела  $Si - SiO_2$  лишена каких-либо зарядовых состояний, способных повлиять на работу МОПТ. В реальных структурах влияние неидеальной границы раздела и заряда в окисле может привести к существенным изменениям их электрических параметров и приборов, изготовленных на основе МОПТ.

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 МОПТ, получаемых термическим окислением кремния, подавляющая часть поверхностного заряда нейтрализуется в процессе низкотемпературного ( $450^\circ C$ ) отжига в атмосфере водорода.

2. Фиксированный заряд в окисле, расположенный в слое толщиной порядка 3 нм вблизи границы раздела  $Si - SiO_2$ . Величина этого заряда практически не зависит от толщины слоя окисла, типа проводимости и концентрации легирующей примеси в подложке. Фиксированный заряд в окисле, 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  $SiO_2$ . Фиксированные заряды в окисел может вводить инжекция горячих носителей, влияние которой существенно проявляется при работе структур с малыми размерами.

3. Заряд в окисле, вызванный дрейфом ионизированных атомов щелочных металлов, таких, как натрий или калий, при сравнительно низком напряжении на металлическом полевоом электроде. Особенно велика концентрация ионов натрия на границе раздела, т. к. он имеется в виде примеси во многих металлах. Заряд ионов натрия в термически выращенном  $SiO_2$  является основной причиной нестабильности электрических характеристик МОП приборов. Для

предотвращения проникновения подвижного ионного заряда в окисел используют фосфоросиликатные стекла (окисел  $\text{SiO}_2$ , обогащенный  $\text{P}_2\text{O}_5$ ).

Если для простоты не учитывать заряд, захваченный на поверхностных состояниях, и предположить, что заряд в окисле 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

$$U = Q_{nc} / C_o, \quad (4.12)$$

где  $Q_{nc}$  – поверхностная плотность заряда на границе раздела  $\text{SiO}_2 - \text{Si}$ ;

$C_o = \varepsilon_g \varepsilon_o / d$  – удельная емкость затвора (окисла);

$\varepsilon_g$  – диэлектрическая проницаемость  $\text{SiO}_2$ ;

$d$  – толщина  $\text{SiO}_2$ .

Величина напряжения на затворе, необходимого, чтобы энергетические зоны полупроводника в МОПТ стали плоскими, называется напряжением плоских зон  $U_{nz}$  ( $U_{FB}$ ) и будет равна алгебраической сумме разности работы выхода металл затвора – полупроводник  $\varphi_{m}$  и напряжения, обусловленного зарядом в окисле:

$$U_{nz} = \varphi_{m} - Q_{nc} / C_o. \quad (4.13)$$

#### 4.2.3 Величина порогового напряжения и пути ее регулирования

Напряжение плоских зон МОПТ с алюминиевым и поликремниевым  $n^+$ -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 окисле. Поэтому целесообразно рассмотреть ситуации, возникающие при подаче напряжения на затвор МОПТ с полупроводником  $n$ -типа до пороговой величины  $U_{пор}$ , при которой на поверхности образуется проводящий канал  $p$ -типа (рисунок 4.4).

Рисунок 4.4 иллюстрирует процесс включения (создание инверсного проводящего канала)  $p$ -канального МОПТ, работающего в режиме обогащения. Если к затвору не прикладывается напряжение  $U_s = 0$  (рисунок 4.4, а), то искривление энергетических зон полупроводника обусловлено зарядом накопленных электронов  $Q_n$ , вызванным разностью работы выхода металл –

полупроводник и положительным зарядом в окисле  $Q_{nc}$ . Следовательно, для достижения условия плоских зон на затворе нужно подать отрицательный заряд такой плотности, которая сможет нейтрализовать положительный заряд в окисле (рисунок 4.4, б), а величина напряжения плоских зон будет определяться выражением (4.13). При дальнейшем увеличении плотности отрицательного заряда на затворе он сможет скомпенсировать положительный заряд ионизированных доноров у поверхности, оттолкнув нейтрализовавшие его электроны в глубь полупроводника (рисунок 4.4, 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

$$Q_{oc} = qN_n x_d, \quad (4.14)$$

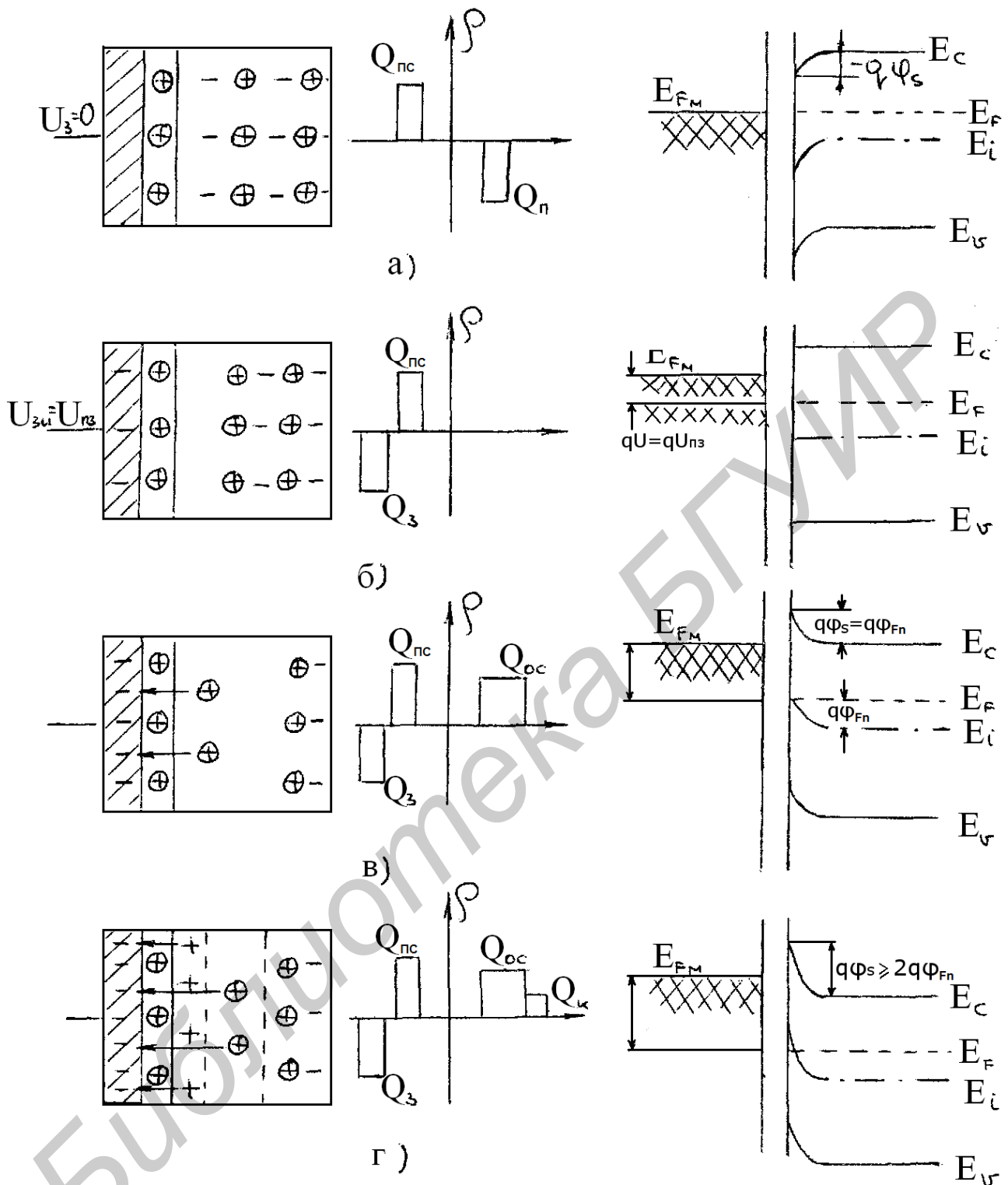
где  $N_n$  – концентрация примеси в подложке;

$x_d$  – 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  $Q_k$ . Заряд такой плотности сможет удерживать дырки инверсного слоя на поверхности (рисунок 4.4, г), обеспечивая проводимость в канале такой же, как в объеме.

Напряжение на затворе, при котором индуцируется канал инверсной электропроводности с проводимостью такой же, как в объеме, называется пороговым  $U_{пор}$ .





$$а - U_3 = 0; б - U_3 = -U_{n3}; в - U_3 = -(U_{n3} + \phi_F); г - U_3 = -U_{nor}$$

Рисунок 4.4 – Поперечное сечение МОП структуры с полупроводником n-типа, плотности заряда и энергетические зонные диаграммы при различных величинах отрицательного смещения на металлическом электроде (затворе)

Воспользовавшись законом Гаусса, величину  $U_{nor}$  для длинноканальных транзисторов (длина канала много больше, чем толщина обедненных областей

переходов стока или истока) можно выразить через плотности зарядов, участвующих в создании инверсного канала:

$$U_{nop} = -\frac{Q_{nc}}{C_o} + \varphi_{mi} \pm \frac{Q_{oc}}{C_o} \pm \frac{Q_k}{C_o}, \quad (4.15)$$

где  $C_o$  – удельная емкость затвора.

Знак «+» в формуле (4.15) соответствует величине  $U_{nop}$  для n-канального транзистора, знак «-» – для p-канального. Раскрывая значения удельных плотностей зарядов, входящих в выражение (4.15), и удельной емкости  $C_o$ , величину  $U_{nop}$  выразим как

$$U_{nop} = -qN_{nc} \frac{d}{\varepsilon_g \varepsilon_o} + \varphi_{mi} \pm qN_n X_d \frac{d}{\varepsilon_g \varepsilon_o} \pm 2\varphi_F, \quad (4.16)$$

где  $N_{nc}$  – плотность поверхностных состояний,  $2\varphi_F = Q_k / C_o$ .

Выражая в (4.16) ширину обедненного слоя  $x_d = [2\varepsilon_o(\varphi_k \pm U) / qN_n]^{\frac{1}{2}}$  и подставляя вместо  $\varphi_k \pm U = 2\varphi_F$ , получим

$$U_{nop} = -\frac{qN_{nc}d}{\varepsilon_g \varepsilon_o} + \varphi_{mi} \pm 2(qN_n \varepsilon_o \varphi_F)^{\frac{1}{2}} \frac{d}{\varepsilon_o} \pm 2\varphi_F. \quad (4.17)$$

Пороговое напряжение является очень важным параметром МОП транзисторов, поскольку с его величиной связаны скорость переключения и подпороговый ток утечки. Величина  $U_{nop}$  зависит от материала затвора, плотности заряда на границе раздела  $\text{SiO}_2 - \text{Si}$ , толщины подзатворного окисного слоя и концентрации примеси в полупроводнике. Изменяя эти параметры, можно управлять режимом работы МОПТ.

Для p-канальных МОПТ все слагаемые правой части выражения для  $U_{nop}$  (4.17) берем со знаком «-» (исключение составляет  $\varphi_{mi}$  при использовании  $p^+$ -поликремниевом затвора), 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 окисле (применение ФСС, низкотемпературный отжиг и т. д.), а также приемы, позволяющие получить бездефектный тонкий окисел  $\text{SiO}_2$ .

Важную роль для подгонки порогового напряжения в производстве МОП ИС играет ионное легирование примесными атомами. Атомы примеси внедряются в область канала через затворный окисел (или с большой дозой в периферийные области кристалла ИС), изменяя величину порогового напряжения. Для типовых значений параметров ( $Q_{nc}$  и  $N_a$ ) 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  $U_{пор}$  величины  $qN'/C_o$ , где  $N'$  – удельная плотность атомов, проникающих в кремний. Эта величина входит в выражение для  $U_{пор}$  как прямая добавка к члену, отражающему влияние заряда в окисле. С учетом ее выражение для напряжения плоских зон (4.12) можно записать

$$U_{пз} = \varphi_{мн} - \frac{Q_{ss}}{C_o} + \frac{qN'}{C_o}. \quad (4.18)$$

#### 4.2.4 Статические ВАХ МОПТ, работающего в режиме обогащения

Трехмерный вид n-канального МОПТ представлен на рисунке 4.5. При нормальной работе МОПТ 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  $U_{си}$  равно нулю, а напряжение на затворе  $U_{зи}$  увеличено до порогового, то, как описано в ситуации 4 подпункта 4.2.1.1, образуется 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  $U_{зи}$  потенциал на поверхности незначительно увеличивается относительно  $2\varphi_{Fn}$ , а разность напряжения  $U_{зи} - U_{пор}$  в основном падает на окисле. Следовательно, напряжение на затворе, создавая электрическое поле  $E(x)$  в направлении оси  $x$  (см. рисунок 4.5), служит для создания проводящего канала между истоком и стоком.

Электрическое поле  $E(y)$ , которое определяется напряжением на стоке  $U_{си}$ , обеспечивает поток электронов (для n-канального транзистора) от истока к стоку. При  $U_{зи} < U_{пор}$  в транзисторе протекает подпороговый ток, который обусловлен только диффузией, т. к. отсутствует проводящий канал между истоком и стоком.

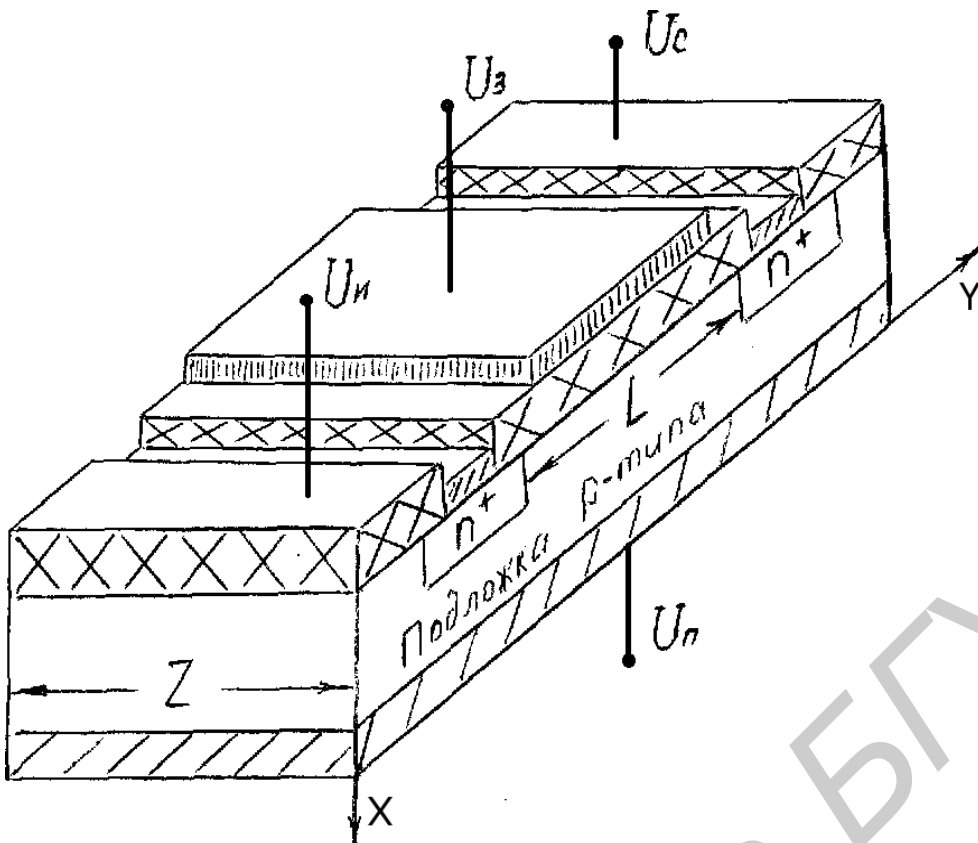


Рисунок 4.5 – Трехмерный вид n-канального МОПТ

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.

В отличие от биполярного транзистора для МОПТ нет смысла рассматривать входную статическую характеристику, т. к. на его входе – подзатворный окисел. Как и в электровакуумных приборах (триодах), в МОП транзисторах наряду с выходной анализируют передаточную (сток-затворную) характеристику  $I_c = f(U_{зи})/U_{си} - \text{const}$ .

На рисунке 4.6 приведены передаточные статические вольт-амперные характеристики n-канального МОПТ, работающего в режиме обогащения.

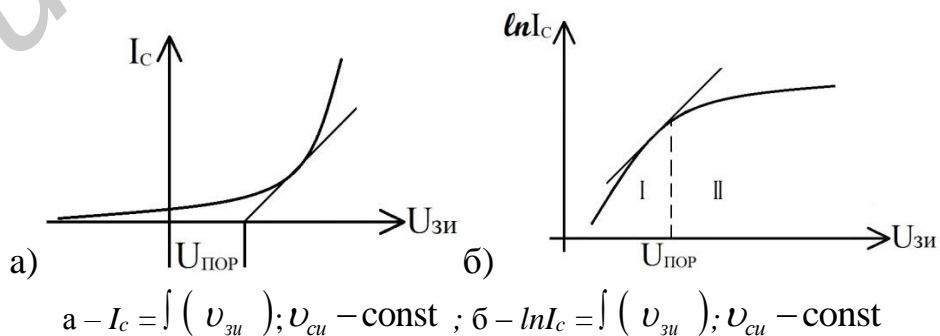
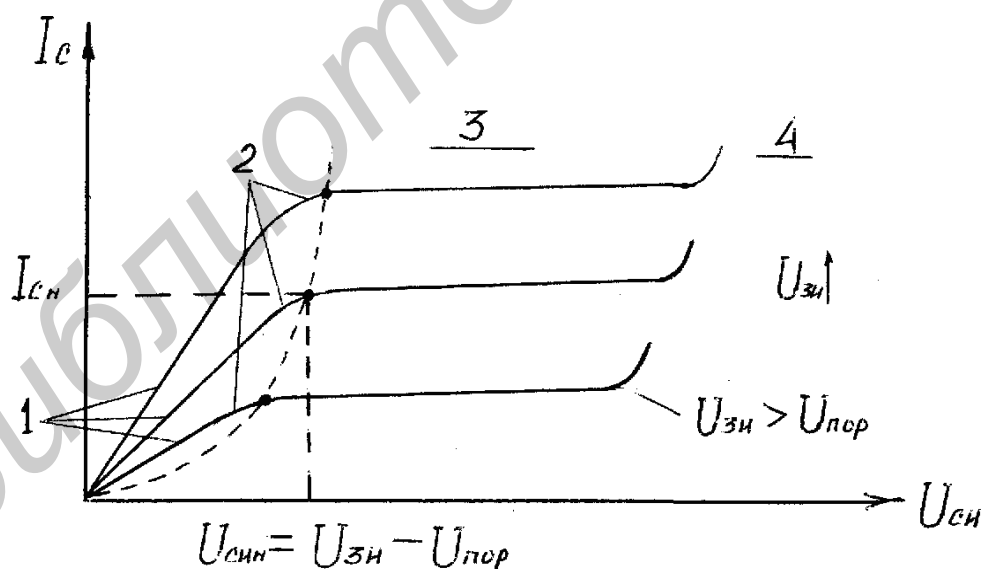


Рисунок 4.6 – Передаточные статические вольт-амперные характеристики n-канального МОП транзистора, работающего в режиме обогащения

На характеристиках можно выявить два участка: I – подпороговый режим работы транзистора и II – надпороговый режим работы.

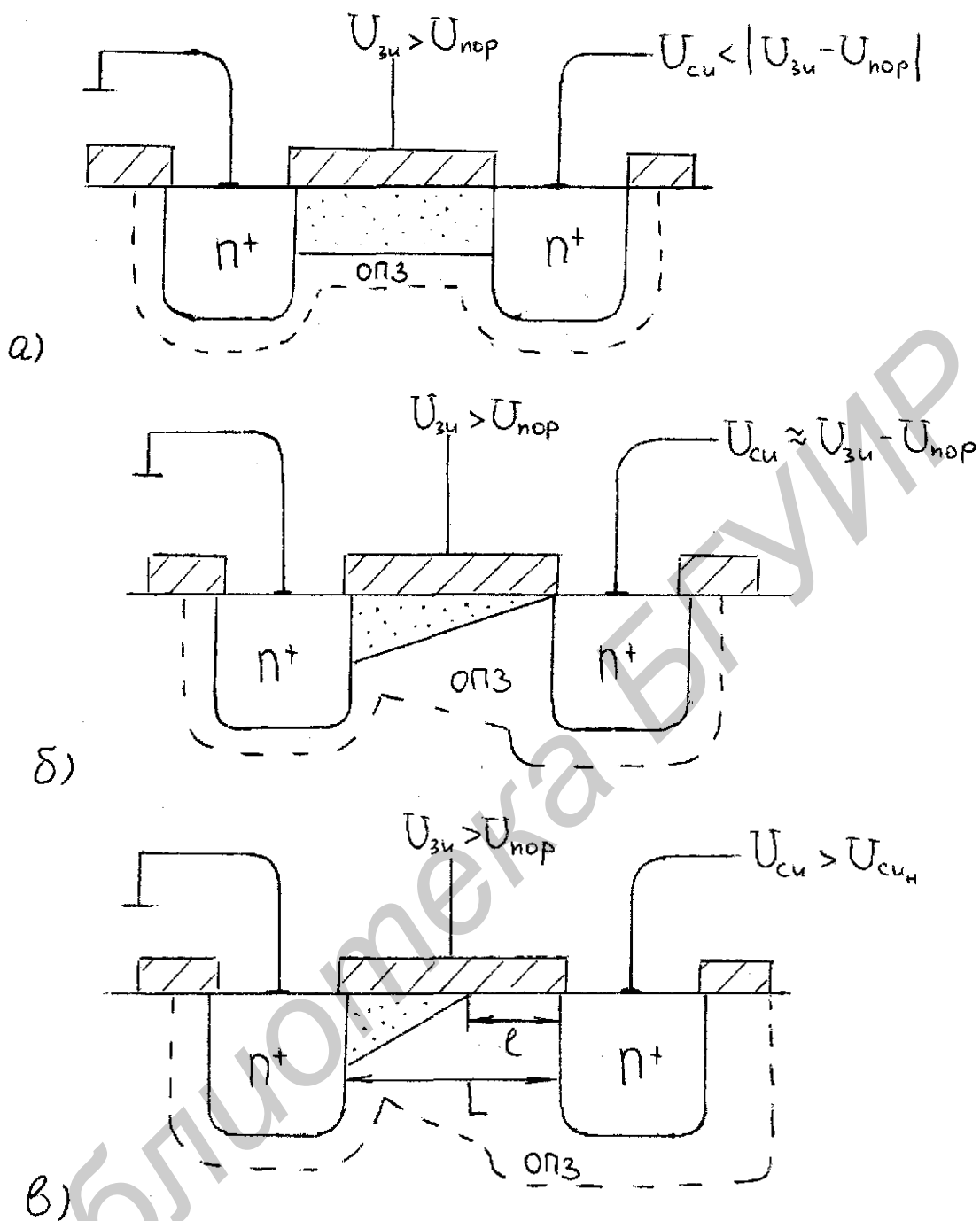
На рисунке 4.7 представлена выходная статическая характеристика МОП транзистора, работающего в режиме обогащения. При напряжении на затворе больше порогового и напряжении на стоке  $U_{си} < U_{зи} - U_{пор}$  проводящий канал соединяет исток со стоком, и прибор, который ведет себя как полупроводниковый резистор, управляемый напряжением, имеет линейный (крутой) участок на выходной статической ВАХ (рисунок 4.7, 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 (рисунок 4.8, а).

При увеличении напряжения на стоке разность потенциалов между затвором и стоком уменьшается, а следовательно, уменьшается толщина проводящего канала около стока. При дальнейшем увеличении  $U_{си}$  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  $U_{си}$  (рисунок 4.7, область 2). И, наконец, когда величина напряжения на стоке станет равной  $U_{зи} - U_{пор}$  (т. е. разность потенциалов между затвором и стоком станет равной пороговому напряжению), проводящий инверсный канал около стока отсекается (рисунок 4.8, б). Эта величина напряжения на стоке называется напряжением насыщения  $U_{си_н} = U_{зи} - U_{пор}$ , а ток стока  $I_{с_н}$ .



- 1 – линейная область (крутой участок); 2 – область вблизи насыщения;  
3 – область насыщения (пологий участок); 4 – область пробоя

Рисунок 4.7 – Выходные статические ВАХ МОПТ



а – линейная область; б – точка отсечки канала; в – область насыщения

Рисунок 4.8 – Упрощенные схемы, отображающие физические явления при работе МОПТ в различных областях

При дальнейшем увеличении  $U_{си}$  точка отсечки сдвигается к истоку (рисунок 4.7, область 3; рисунок 4.8, в). Перенос носителей заряда из точки отсечки канала в область стока происходит так же, как в обедненной области коллекторного р-п-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  $U_{ci}$  уменьшается на какое-то малое  $\Delta L$ , то величина тока стока будет увеличиваться и выражаться формулой

$$I_c = I_{cn} L / (L - \ell). \quad (4.19)$$

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  $dy$

$$dU = I_c \cdot dR = -I_c \cdot dy / Z\mu_n Q_{ин}(y), \quad (4.20)$$

где  $Q_{ин}(y)$  – плотность заряда инверсного слоя.

Из соображения непрерывности тока величина  $I_c$  будет постоянна вдоль координаты  $y$ .

Поэтому

$$I_c dy = -Z\mu_n Q_{ин}(y) dU. \quad (4.21)$$

Интегрируя равенство (4.21) по  $x$  от 0 до  $L$  и по  $U$  от нуля до  $U_c$ , получаем

$$I_c \cdot L = -Z\mu_n \int_0^{U_c} Q_{ин}(y) dU. \quad (4.22)$$

Плотность заряда проводящего слоя в режиме инверсии зависит от координаты точки наблюдения, измеряемой вдоль канала:

$$Q_{ин}(y) = Q_{nc}(y) - Q_{oc}(y). \quad (4.23)$$

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  $\varphi_s$  (поверхностного потенциала на границе  $\text{SiO}_2 - \text{Si}$ ) и напряжения на оксидном слое  $U_{ок}$ :

$$U_{зи} = U_{ок} + \varphi_s, \quad (4.24)$$

где  $\varphi_s$  – поверхностный потенциал границы  $\text{SiO}_2 - \text{Si}$ ;

$U_{ок}$  – напряжение на оксидном слое.

С учетом (4.24), вводя напряжение плоских зон  $U_{нз}$  и зная, что поверхностный потенциал при инверсии  $\varphi_s(y) = 2\varphi_F + U(x)$ , получим

$$Q_{nc}(y) = -C_o[U_{зи} - U_{нз} - 2\varphi_F - U(x)], \quad (4.25)$$

где  $U(x)$  – напряжение в точке канала с координатой  $x$ .

Заряд обедненного слоя зависит от координаты:

$$Q_{oc}(y) = -2[qN_o \varepsilon \varepsilon_o 2\varphi_F + U(x)]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.26)$$

Полагаем, что заряд на единицу площади в области подложки, где сосредоточен пространственный заряд, не зависит от координаты  $y$ . Поэтому

$$Q_{oc}(y) \approx Q_{oc\max} \quad (4.27)$$

Подставляя выражения (4.25) и (4.27) в формулу (4.23), получим

$$Q_{ин}(y) = -C_o[U_{зи} - U_{нз} - 2\varphi_F - U(x) + \frac{Q_{oc\max}}{C_o}]. \quad (4.28)$$

Подставляя значение  $U_{нор}$  для  $n$ -канального МОПТ в формулу (4.28), получим

$$Q_{ин}(y) = -C_o[U_{зи} - U_{нор} - U(x)]. \quad (4.29)$$

Подставляя выражение (4.29) в формулу (4.22), получим



$$I_c \approx \frac{Z\mu_n C_o}{L} [(U_{zu} - U_{nop})U_{cu} - \frac{1}{2}U_{cu}^2] \quad (4.30)$$

или

$$I_c = \kappa [(U_{zu} - U_{nop})U_{cu} - \frac{1}{2}U_{cu}^2], \quad (4.31)$$

где  $\kappa = Z\mu_n C_o / L$  – удельная крутизна прибора, которая связывает его геометрические и электрофизические характеристики и измеряется в  $A/V^2$ .

Выражение (4.31) описывает вольт-амперную характеристику упрощенной модели транзистора, работающего в линейной области (на крутом участке характеристики).

Как уже отмечалось, работа транзистора в области насыщения (пологой области) начинается с момента отсечки проводящего инверсного канала около стока из-за роста величины напряжения на стоке.

Если плотность заряда инверсного слоя при  $x = L$  на границе канал – подложка равно нулю, т. е.  $Q_{ин}(L) = 0$ , то напряжение на стоке равно

$$U_{cu} = U_{zu} - U_{nop} = U_{син}. \quad (4.32)$$

Ток насыщения можно найти, подставив выражение (4.32) в (4.31):

$$I_{c_{нас}} = \frac{K}{2} (U_{zu} - U_{nop})^2 = \frac{K}{2} U_{син}^2, \quad (4.33)$$

или с учетом того, что в полой области  $I_c = I_{cu} \frac{L}{L - \Delta L}$  вольт-амперную характеристику транзистора в режиме насыщения можно выразить как

$$I_c = Z\mu_n C_o \frac{L}{2(L - \Delta L)} \cdot U_{син}^2. \quad (4.34)$$

В системах моделей BSIM3-4 моделирование модуляций длины канала производится с помощью соотношений  $\Delta L = \frac{U_{cu} - U_{cu_{нас}}}{E_{\Delta L}}$ , где  $E_{\Delta L}$  – электрическое поле в области отсечки.

## 4.2.5 Параметры МОПТ

### 4.2.5.1 Подвижность и механизмы рассеяния носителей в канале

Подвижность носителей в канале определяется, главным образом, тремя механизмами рассеяния:

- на заряженных центрах;
- на фононах;
- на шероховатостях границы раздела.

Иногда различают подвижность проводимости и подвижность эффекта поля. Подвижность проводимости определяется по наклону крутой области выходной ВАХ:  $I_c = f(U_{си})$ . Подвижность эффекта поля определяется по крутизне переходной характеристике  $I_c = f(U_{зи})$ . Если считать так, то в подпороговой области при малых величинах напряжение точно выражается через пороговое напряжение:

$$I_c = \frac{C_0 \mu_{\text{эф}}}{L} (U_{зи} - U_{\text{пор}}) U_{си}. \quad (4.35)$$

В режиме сильной инверсии ( $U_{зи} > U_{\text{пор}}$ ) оба определения подвижности совпадают.

Из-за наличия прижимающего поля в канале подвижность в нем можно характеризовать рассеянием на ионизированных примесях (кулоновское рассеяние), на колебаниях кристаллической решетки (объемных и приграничных фононах) и рассеянием на неровностях поверхности.

Идеальная граница раздела кремний – окисел отражает электроны зеркальным образом и не вносит вклад в рассеяние. Реальная поверхность раздела кремний – окисел имеет несовершенство (шероховатость), которое обуславливает случайный характер рассеяния носителей.

Подвижность, обусловленная рассеянием на неровностях поверхности, пропорциональна времени столкновения с поверхностью:

$$\mu_{\text{нп}} \sim \frac{q}{m} \tau \sim \frac{q}{m} \frac{x_{\text{инв}}}{\mathcal{G}_s} \sim \frac{q}{m} \frac{kT}{E_{\text{эф}} \mathcal{G}} \sim \frac{1}{E_{\text{эф}}}. \quad (4.36)$$

Видно, что подвижность, обусловленная рассеянием на шероховатости поверхности, падает с возрастанием прижимающего электрического поля в канале.

Если предположить, что все механизмы рассеяния независимы, то эффективную подвижность носителей в канале можно записать так:

$$\frac{1}{\mu_{\text{эф}}} = \frac{1}{\mu_{\text{и.п.}}} + \frac{1}{\mu_{\text{ф}}} + \frac{1}{\mu_{\text{нп}}}. \quad (4.37)$$

В надпороговом режиме (когда  $E_{эф} > 1$  МВ/см) эффективная подвижность начинает падать в основном из-за рассеяния на неровностях поверхности (рисунок 4.9). Для этих величин поля подвижность часто определяют с помощью выражения

$$\mu_{эф} = \mu_0 / [1 + \theta(U_{зи} - U_{пор})], \quad (4.38)$$

где эмпирические параметры  $\mu_0$  и  $\theta$  определяются согласованной подгонкой экспериментальных данных. Коэффициент, отражающий влияние электрического поля затвор – подложка  $\theta$  находится в диапазоне значений от 0,08 до 0,4 В<sup>-1</sup>.



Рисунок 4.9 – Схематическое представление зависимости подвижности в канале от прижимающего поля для разных механизмов рассеяния

Построив график зависимости  $1/\mu$  от  $E_{эф}$  (рисунок 4.10) и проведя прямую линию через экспериментальные точки, можно определить  $\mu_0$  и  $\theta$ .

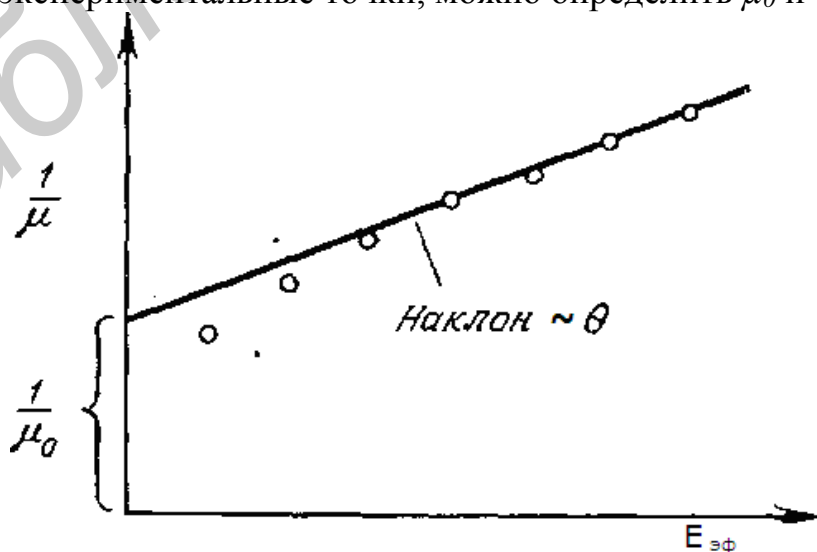


Рисунок 4.10 – Определение  $\mu_0$  и  $\theta$

Понятно, что с уменьшением проектной нормы величина прижимающего электрического поля возрастает, и подвижность носителей в канале падает.

#### 4.2.5.2 Повышение подвижности с использованием технологии напряженного кремния

Величина подвижности в полупроводнике зависит от величины эффективной массы носителей в нем, которая в свою очередь определяется фундаментальными свойствами кристаллической решетки. Эти свойства могут изменяться, подвергая решетку воздействию механического напряжения (это величина с размерностью «сила на единицу площади»). В частности, таким образом можно изменять эффективную массу носителей тока. Самый распространенный вариант приложения механических напряжений состоит в использовании кремний-германиевых сплавов.

Кремний и германий являются химически совместимыми элементами и могут образовывать сплав. При этом постоянная решетки германия (~0,56 нм) приблизительно на 4 % больше постоянной решетки кремния (~0,54 нм). Поэтому, если слой кремния поместить на подложку из кремний-германиевого сплава, то кремний оказывается под действием растягивающего механического напряжения, действующего по всем направлениям, – биаксиального, или двухосного растяжения. Механическое напряжение может уменьшать эффективное значение эффективной массы носителей, что приводит к увеличению их подвижности. Впервые эта технология была реализована для 90 нм проектной нормы. Сечение n-канального транзистора, изготовленного по технологии напряженного кремния, представлено на рисунке 4.11. Толщина слоя напряженного кремния составляет ~ 10 нм, а толщина слоя  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  – около 30 нм. Существуют другие варианты такой технологии, включающие в себя сжимающие и растягивающие механические напряжения (одноосные и двухосные). Выигрыш в подвижности в подобных технологиях довольно значителен и составляет несколько десятков процентов. Этот выигрыш может достигать максимальных значений ~80 % для электронов (приблизительно от 400 до 700  $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ) и ~70 % для дырок (100 до 170  $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ) для биаксиально двухосно-растянутого слоя кремния, что достигается при доле германия, равной приблизительно 30 %.

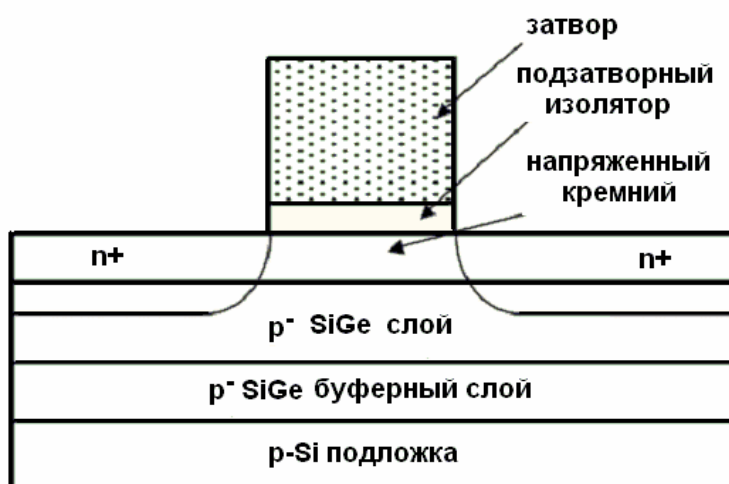


Рисунок 4.11 – Сечение n-MOПТ со слоем напряженного кремния

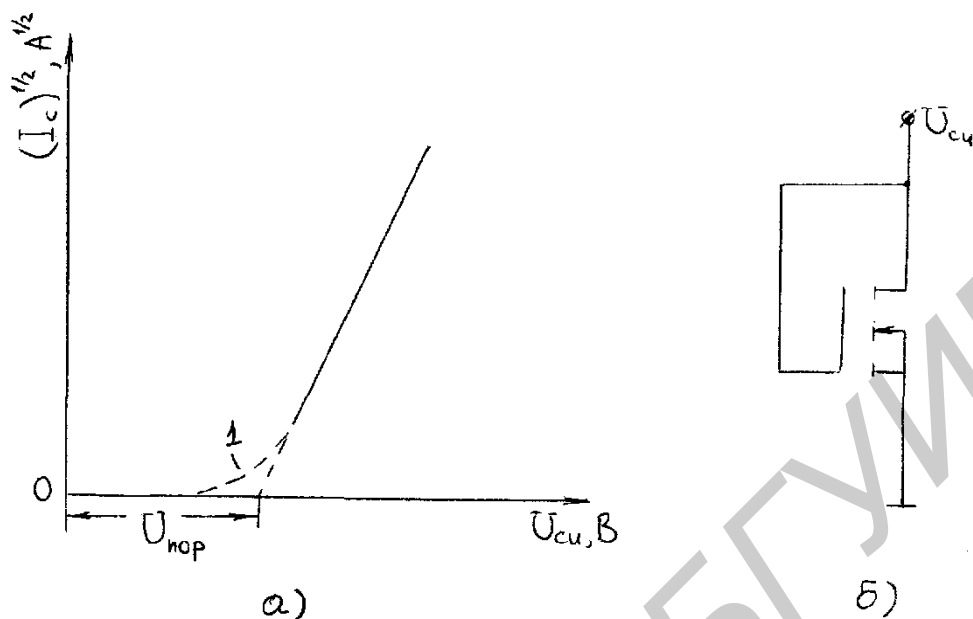
#### 4.2.5.3 Статические параметры

Основным статическим параметром МОП транзистора является пороговое напряжение  $U_{nor}$ , величина которого связана со скоростью переключения и подпороговым током утечки. Выражения для порогового напряжения, составляющие и входящие в него, а также пути регулирования величины  $U_{nor}$  изложены в пункте 4.2.2.

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 указывается в паспорте (обычно порядка 1 мкА). Само определение  $U_{nor}$  предполагает и соответствующую схему измерения, которую нет необходимости приводить и комментировать. Можно, пользуясь выражением (4.33), снять график зависимости  $I_c^{0.5}$  от  $U_{cu}$  и определить величину  $U_{nor}$  в области насыщения (рисунок 4.12, а).

В предыдущих рассуждениях о величине  $U_{nor}$  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 (4.15), остаются без изменений. Обратное смещение между истоком и подложкой увеличивает заряд ионизированной примеси в подложке (обедненного слоя)  $Q_{oc}$ , что в свою очередь уменьшает поверхностную плотность свободных носителей в канале. Следовательно, при наличии обратного смещения исток – подложка пороговое напряжение n-канальных МОПТ, становится более положительным (рисунок 4.13, а), p-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).



а – график зависимости  $(I_c)^{0.5}$  от  $U_{cu}$  для n-канального транзистора, работающего в области насыщения; б – схема измерения

Рисунок 4.12 – Определение величины  $U_{nor}$

Участок 1 (см. рисунок 4.12, а) определяется подпороговыми токами, протекающими в транзисторе при напряжениях, меньше порогового.

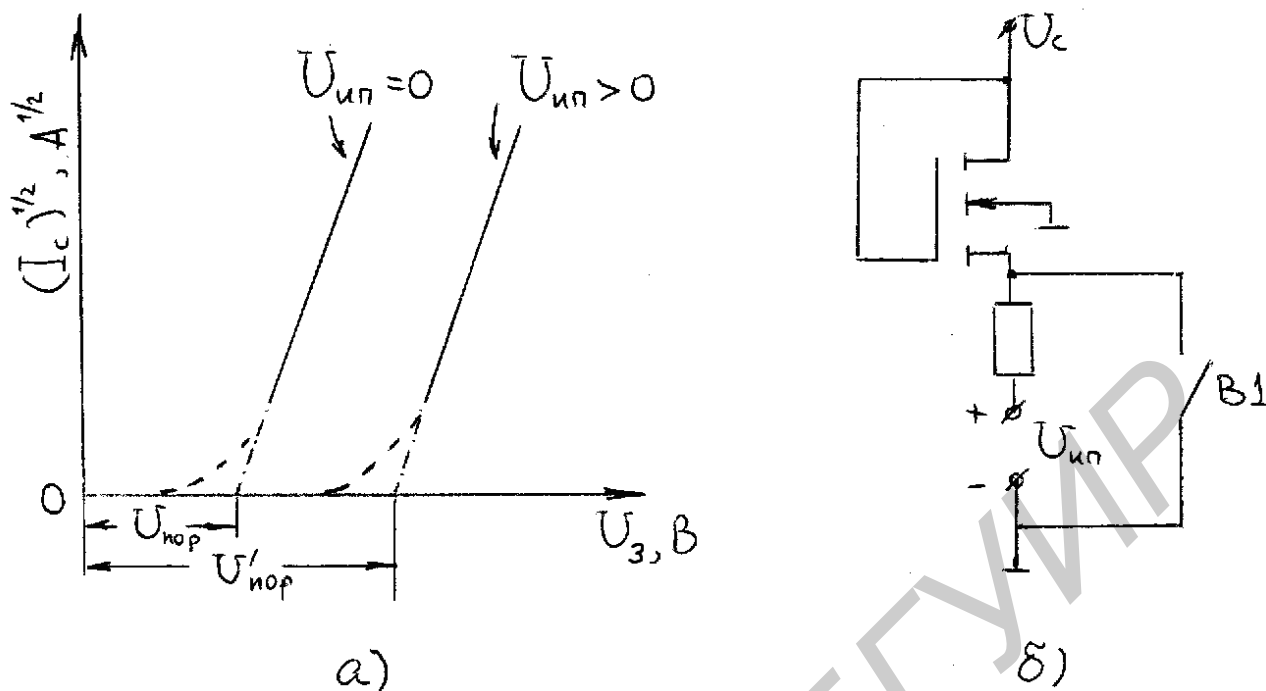
Для измерения коэффициента влияния подложки  $\eta$  можно воспользоваться схемой рисунка 4.12, б, внося в нее небольшие изменения.

Необходимые измерения выполняются в следующем порядке:

1. Определяется пороговое напряжение  $U_{nor}$  при замкнутом ключе  $VI$ .
2. Аналогично при разомкнутом ключе  $VI$  определяется величина  $U'_{nor}$ .

Коэффициент влияния подложки  $\eta$  рассчитывается по формуле

$$\eta = (U'_{nor} - U_{nor}) / U_{ин}. \quad (4.39)$$



а – график зависимости  $(I_c)^{0,5}$  от  $U_3$  или  $U_c$ , влияние напряжения смещения  $U_{un}$  между истоком и подложкой; б – схема измерения  $\eta$

Рисунок 4.13 – График и схема измерения, поясняющие влияние напряжения  $U_{un}$  на величину  $U_{пор}$

На рисунок 4.13 приведены схемы измерения коэффициента влияния подложки  $\eta$  и график зависимости  $(I_c)^{0,5} = f(U_3)$  при изменении смещения  $U_{un}$  между истоком и подложкой.

Величину заряда обедненного слоя на поверхности подложки  $Q_{oc}$ , описываемую выражением (4.14) при  $U_{un} = 0$  и  $U_{un} > 0$  с точностью, вполне приемлемой для анализа схем, можно аппроксимировать линейной функцией:

$$Q'_{oc} = Q_{oc} - \eta C_o U_{un}. \quad (4.40)$$

На практике влияние напряжения смещения исток – подложка на величину  $U_{пор}$  из-за изменения величины  $Q_{oc}$ , учтенной в выражении (4.40), наблюдается только тогда, когда длина канала МОПТ значительно больше ширины обедненной области обратносмещенного n-p-перехода исток – подложка. Если же это условие нарушается, то одномерный анализ, который использован при выводе выражений (4.38) и (4.40), дает большую погрешность. Оценить влияние величины обратного смещения между истоком и подложкой в короткоканальных транзисторах можно, воспользовавшись двумерным анализом обедненного слоя.

#### 4.2.5.4 Дифференциальные параметры

Как известно, усиление в биполярном транзисторе в режиме малого сигнала характеризуется коэффициентом передачи тока  $\tilde{\beta}_n$ . Так как выходной ток  $I_c$  в полевом транзисторе управляется входным напряжением  $U_{zu}$ , то в МОПТ усиление характеризует крутизна  $S$ .

$$S = \left. \frac{dI_c}{dU_{zu}} \right|_{U_{cu} = \text{const}}. \quad (4.41)$$

В биполярном транзисторе, работающем в микрорежиме, также иногда усиление характеризуют крутизной:

$$S_{BT} = \frac{dI_k}{dU_{БЭ}} = \frac{dI_k}{dI_B} \frac{dI_B}{dU_{БЭ}} = \frac{\beta_o}{R_{вх}}, \quad (4.42)$$

где  $\beta_o$  – коэффициент усиления на низкой частоте.

В линейной области для длинноканальных МОПТ

$$S = \frac{W}{L} \mu_{эф} C_0 U_{cu}, \quad (4.43)$$

а в области насыщения

$$S = \frac{W}{L} \mu_{эф} C_0 (U_{zu} - U_{пор}). \quad (4.44)$$

Из уравнений (4.44) и (4.43) видно, что крутизна увеличивается при уменьшении длины канала  $L$ , порогового напряжения и толщины окисла  $d$  (т. к.  $C_0 = \epsilon \epsilon_o / d$ ), а также при увеличении ширины окисла  $W$  и напряжения на затворе.

По аналогии с проводимостью коллектора  $g_k$  биполярного транзистора для МОПТ вводится параметр  $g_k$  – проводимость канала, т. е. величина, обратная сопротивлению канала:

$$g_k = \left. \frac{dI_c}{dU_{cu}} \right|_{U_{zu} = \text{const}}. \quad (4.45)$$

Когда МОПТ работает в линейной (крутой) области выходной ВАХ, его сопротивление должно быть очень малым, а следовательно, проводимость  $g_k$  как можно большей. Для линейной области:

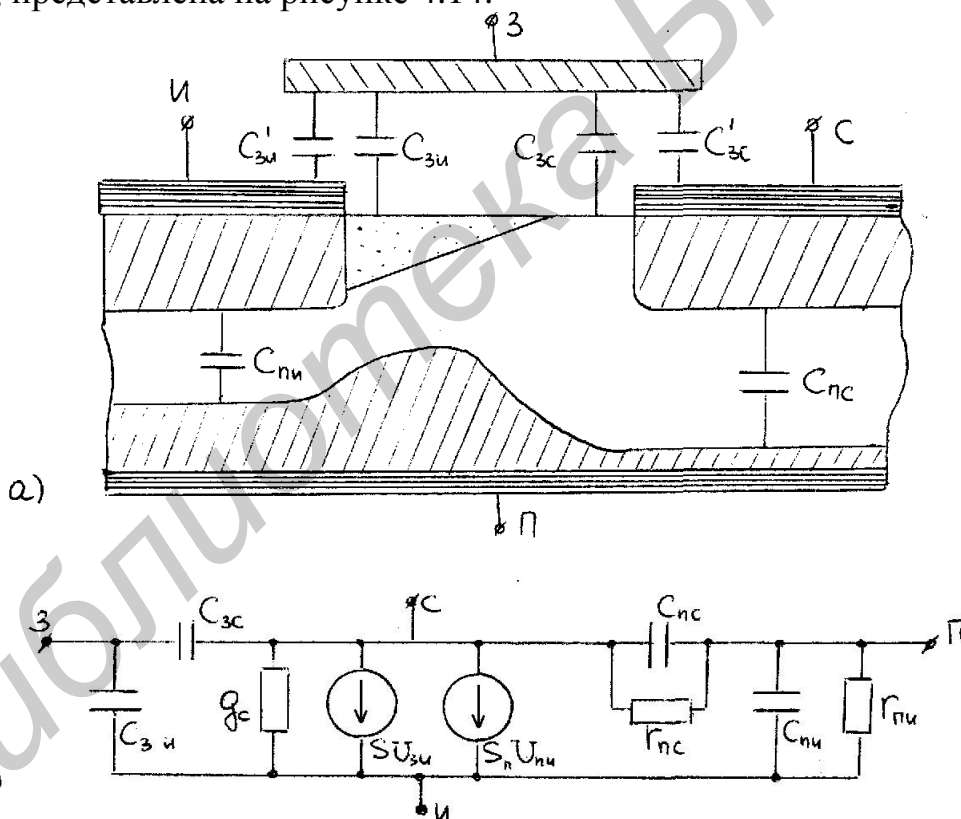


$$g_k = \frac{W}{L} \mu_{эф} C_0 (U_{зи} - U_{пор}) \cdot \quad (4.46)$$

Из выражения (4.46) видны пути увеличения выходной проводимости. Когда прибор работает в пологой области характеристики (области насыщения), сопротивление транзистора должно быть велико, а проводимость соответственно мала из-за того, что в области насыщения ток стока согласно (4.38) не зависит от  $U_{си}$ , т. е. дифференциальное сопротивление канала  $R_c = \infty$ . Но известно, что благодаря уменьшению длины проводящего канала в этой области  $R_c$  имеет хотя и большую, но конечную величину.

#### 4.2.6 Физическая эквивалентная схема и частотные свойства МОПТ

Физическая эквивалентная схема МОП транзистора для малого сигнала, включающая в себя набор собственных емкостей прибора и сопротивлений структуры, представлена на рисунке 4.14.



а – схема, поясняющая образование собственных емкостей прибора;

б – полная физическая эквивалентная схема МОП транзистора

Рисунок 4.14 – Малосигнальные физические эквивалентные схемы МОП транзистора

В приведенной эквивалентной схеме распределенная емкость затвор – канал  $C_{зк}$  представлена двумя сосредоточенными конденсаторами затвор – исток  $C_{зш}$  и затвор – сток  $C_{зс}$ . Эти конденсаторы отражают потяосцепление 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  $C_{зи} \approx C_{зс} = C_{зк}/2 = ZL\epsilon\epsilon_0/2d$ ; 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 (рисунок 4.14, 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 диффузионных областей истока и стока затворным электродом. В транзисторах с самосовмещенным затвором они отсутствуют, т. к. отсутствует перекрытие. В эквивалентной схеме (рисунок 4.14, б) они не указаны. Конденсаторы, включенные между подложкой и истоком  $C_{ни}$  и подложкой и стоком  $C_{нс}$ , отображают барьерные емкости р-п-переходов подложка – исток (или сток).

При моделировании этих обедненных областей нужно учесть в полной физической эквивалентной схеме еще и их дифференциальные сопротивления  $R_{ни}$  и  $R_{нс}$ . В полной эквивалентной схеме (см. рисунок 4.14, б) введены генераторы тока  $SU_{зи}$  и  $S_n U_{ни}$ , где  $S_n$  – крутизна по подложке при подаче на подложку напряжения относительно истока. Эти генераторы модулируют транзисторные эффекты при управлении приборами как со стороны затвора ( $SU_{зи}$ ), так и со стороны подложки ( $S_n U_{ни}$ ). Чаще всего на практике подложка, соединенная с истоком, является общим электродом прибора. Для этого случая физическая эквивалентная схема для малого сигнала представлена на рисунке 4.15.

Пользуясь эквивалентной схемой, представленной на рисунке 4.15, модуль коэффициента усиления транзистора  $K_I$ , запишем как

$$|K_I| = \left| \frac{I_{вых}}{I_{вх}} \right| \approx \frac{i_{вых}}{i_{вх}} = \frac{SU_{зи}}{U_{зи}\omega C_{зи}} = \frac{\kappa U_{нас}}{2\pi f C_0 ZL} = \frac{\mu_{эф} C_0 Z U_{сиn}}{L^2 2\pi f C_0 ZL} = \frac{\mu_{эф} U_{сиn}}{L^2 2\pi f}.$$

По определению (3.52) частота  $f$  равна предельной  $f_T$ , когда модуль коэффициента усиления по току равен единице. Следовательно,

$$f_T = \frac{\mu_{эф} U_{сиn}}{2\pi L^2}. \quad (4.47)$$

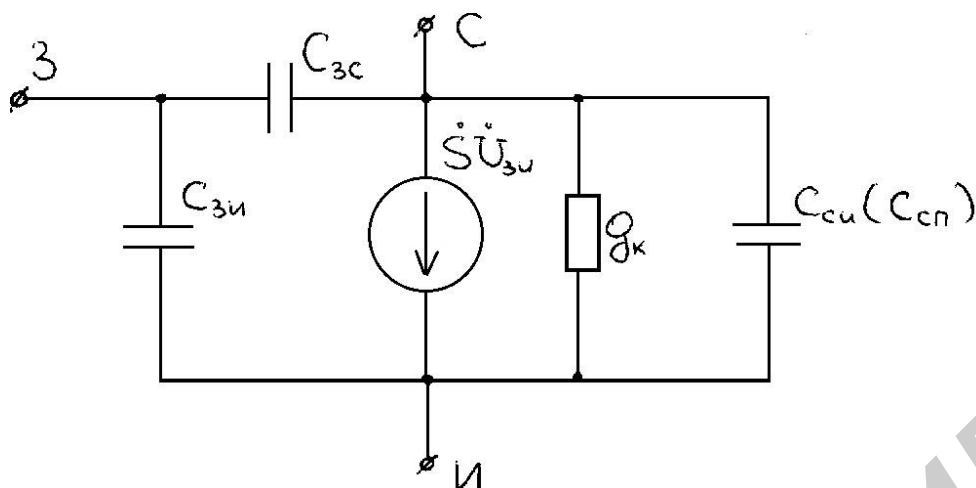


Рисунок 4.15 – Упрощенная физическая эквивалентная схема МОП транзистора

Из выражения (4.47) видно, что для повышения быстродействия транзистора необходимо в первую очередь увеличивать эффективную подвижность носителей в канале  $\mu_{эф}$  и уменьшать длину канала  $L$ . Уменьшать величины порогового напряжения  $U_{пор}$  для увеличения  $f_T (U_{су_n} = U_{зи} - U_{пор})$  нужно осторожно, т. к. это может привести к снижению помехозащищенности прибора.

### 4.3 МОПТ с коротким и узким каналами

Идеальный МОПТ должен обеспечивать полный контроль заряда в канале зарядом на затворе. В значительной степени это определяется геометрической конфигурацией транзистора. В идеальной конфигурации должны быть выполнены следующие требования:

- каждый заряд на затворе индуцирует заряд в окисле;
- заряды в истоке и стоке не должны влиять на заряд в окисле.

Этому в реальном транзисторе мешают следующие факторы:

- разница работ выхода из металла затвора и полупроводника подложки и заряд поверхностных состояний на границе Si-SiO<sub>2</sub>;
- часть силовых линий от затвора уходит в сторону и индуцирует дополнительный заряд на краях; возникает также паразитная электростатическая связь между затвором и стоком, каналом и стоком.

Особенно существенны такие эффекты в короткоканальных транзисторах. Это часто называют «геометрическим фактором».

По мере уменьшения длины канала МОПТ свойства последнего начинают резко отличаться от свойств обычных длинноканальных приборов. Эти отклонения – так называемые короткоканальные эффекты – обусловлены существенно двумерным характером распределения электрических полей в активной области и сравнительно высокими абсолютными значениями напряженности полей.

На рисунке 4.16 показано схематическое сечение МОПТ, в котором ток течет между истоком И и стоком С в канале, направленном по оси  $y$ .

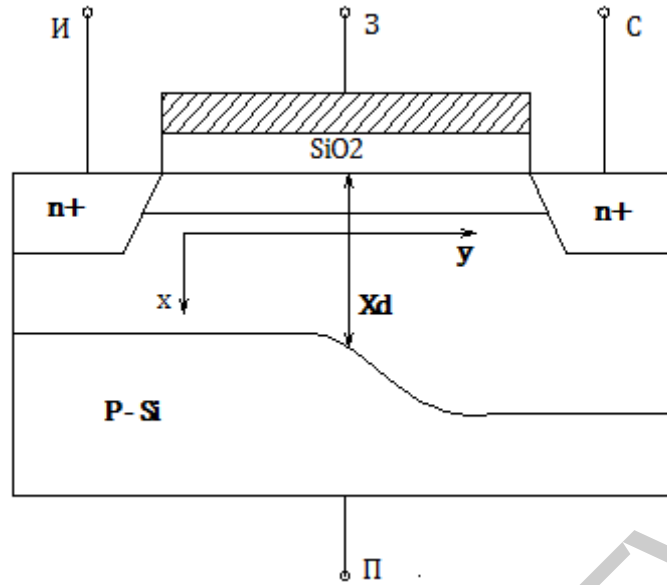


Рисунок 4.16 – Сечение МОПТ

Для анализа работы узкоканального транзистора, как правило, используют приближение плавного канала, которое состоит в том, что в каждой точке канала можно записать уравнение электронейтральности для канальных значений поверхностных концентраций канала под затвором, поверхностных (инверсных) и обедненных слоев.

$$N_z(y) = n_s(y) + N_a x_d(y). \quad (4.48)$$

Это приближение справедливо, когда величина электрического поля по направлению оси  $x$ :  $E_x \gg E_y$ .

Отметим, что потенциал затвора не зависит от напряжения на стоке, как канальный потенциал канала  $U_k$ , и, соответственно, поверхностная плотность заряда отдельного слоя возрастает по мере увеличения  $y$ .

$$U_{зи} = \phi_{mi} + \phi_F + U_k(y) + \frac{q}{C_o} [n_s(y) + N_a N_d (2\phi_F + U_k(y))] = \text{const}(y). \quad (4.49)$$

Это означает, что плотность носителей в канале  $n_s(y)$  уменьшается по мере приближения к стоку.

Если при неизменной концентрации легирующей примеси в подложке сокращать длину канала прибора, в конце концов она станет величиной порядка толщины обедненных слоев р-п-переходов стока и истока. При этом распределение потенциала в канале будет равным образом определяться поперечным полем  $E_x$ , обусловленным напряжениями на затворе и подложке, и

продольным полем  $E_y$ , инициированным напряжением смещения стока транзистора. Иными словами, распределение потенциала в таком короткоканальном приборе имеет двумерный характер, и для его описания уже нельзя использовать приближение плавного канала, которое предполагает, что  $E_x \gg E_y$ . Двумерный характер распределения потенциала существенно изменяет подпороговый участок характеристики прибора, обуславливает нежелательную зависимость порогового напряжения от длины канала и напряжений смещения на электродах, уменьшает выходное сопротивление, препятствуя отсечке канала.

При повышенных значениях электрических полей, характерных для короткоканальных приборов, становится важной полевая зависимость подвижности, которая в конечном итоге приводит к насыщению дрейфовой скорости. При еще больших полях в окрестности стокового перехода начинается ударная ионизация, становится существенной дополнительная проводимость по подложке и происходит так называемое включение паразитного биполярного транзистора. Высокие электрические поля приводят также к разогреву носителей и соответствующей инжекции горячих носителей в окисел. Такая зарядка окисла обуславливает сдвиг порога, дрейф характеристик и ухудшение крутизны прибора.

Все перечисленные короткоканальные эффекты усложняют работу прибора и ухудшают его рабочие характеристики. Следовательно, в практике конструирования следует стремиться к устранению или минимизации этих эффектов, чтобы «физически» короткоканальный прибор был электрически подобен длинноканальному, таким образом, эффекты короткого канала обусловлены двумя основными причинами:

- близостью ОПЗ сток – подложка и исток – подложка (геометрический эффект короткого канала);
- умножением носителей в ОПЗ сток – подложка и зарядом окисла (эффект горячих электронов).

Одним из путей борьбы с короткоканальными эффектами является переход от планарных структур к объемным, что позволяет максимально окружить активную область кремния затворами непланарной конфигурации (П-образные, Ω-образные затворы и т. п.).

#### 4.3.1 Подпороговые токи

Как упоминалось, критерии короткоканальности МОПТ связаны с появлением подпороговых токов. Анализировались передаточные (т. е.  $\ln I_c$  от  $U_{зи}$ ) характеристики нескольких МОПТ, изготовленных по стандартной п-канальной технологии на пластинах р-кремния с ориентацией (100). После выращивания подзатворного окисла заданной толщины с помощью рентгеновской литографии на пластинах формировались поликремниевые затворы длиной от 1 до 10 мкм и одинаковой шириной 70 мкм. Переходы стока и истока были получены имплантацией ионов мышьяка с последующим отжигом. Глубина переходов варьировалась от 0,25 до 1,5 мкм в зависимости от

энергии имплантации и режима отжига. Концентрация легирующей примеси в подложке варьировалась от  $10^{14}$  до  $10^{17}$  см $^{-3}$ . Особенно ярко проявлялись эффекты короткого канала при анализе характеристик транзисторов с концентрацией в подложке  $N_n=10^{14}$  см $^{-3}$  (рисунок 4.17).

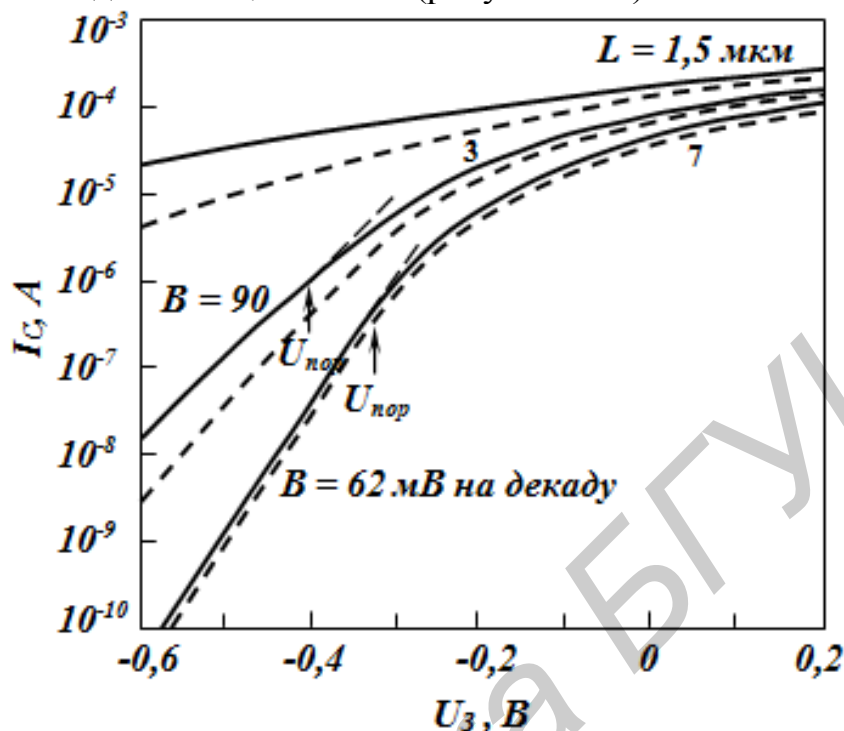


Рисунок 4.17 – Подпороговые характеристики МОПТ с концентрацией в подложке  $N_n=10^{14}$  см $^{-3}$

Здесь небольшой сдвиг характеристик при изменении  $V_c$  наблюдается уже в приборе с  $L = 7$  мкм. В МОПТ с каналом длиной 3 мкм подпороговые токи и соответствующие значения  $B$  существенно увеличены. И, наконец, характеристики прибора с самым коротким каналом ( $L = 1,5$  мкм) кардинально отличаются от характеристик обычных длинноканальных приборов (прибор «не выключается»).

На рисунке 4.17:  $B$  – параметр, характеризующий величину изменения напряжения на затворе  $U_z$ , требуемую для изменения тока стока на порядок  $B \approx \frac{kT}{q} \ln 10 \left( 1 - \frac{C_{o.c.}}{C_o} \right)$ , где  $C_{o.c.}$  – удельная емкость обедненного слоя;  $C_o$  – удельная емкость на затворе.

Такое поведение подпороговых токов можно объяснить влиянием диффузионного поля р-п-перехода сток – подложка  $E_{cn}$  на величину потенциального барьера р-п-перехода исток – подложка.

Известно [1], что диффузионные токи на металлургической границе  $n^+$ -исток – р-подложка в установившемся режиме нейтрализуются дрейфовыми токами, появляющимися при возникновении электрического поля в ОПЗ р-п-перехода исток – подложка. В результате ослабления поля исток – подложки

полем сток – подложки равновесие «диффузия – дрейф» нарушается в пользу «диффузии» и диффузионный подпороговый ток увеличивается.

Критерии, разграничивающие длинно- и короткоканальные приборы, можно попытаться определить, используя одно из двух характерных свойств обычного длинноканального МОПТ: 1) обратно пропорциональную зависимость тока стока от длины канала  $I_c \sim 1/L$ ; 2) независимость подпорогового тока обычного прибора от напряжения стока при  $V_c > 3kT/q$ . На рисунке 4.18 приведены зависимости  $I_c$  и  $\Delta I_c / I_c$  от  $1/L$ , где  $I_c$  – ток стока транзисторов при напряжении на затворе  $I_z$  равном пороговому напряжению  $V_{пор}$ , а  $\Delta I_c / I_c$  – относительная разность токов при том же  $V_z = V_{пор}$  и двух различных напряжениях стока  $V_c$ . Началом короткоканального поведения будем считать момент, когда отклонение тока стока от длинноканальной зависимости  $I_c \sim 1/L$  составляет 10 % или когда относительная разность  $\Delta I_c / I_c$  равна 0,1.

Результаты большого количества измерений, выполненных в МОПТ, параметры которых варьировались в широких пределах (толщина подзатворного окисла  $d$ , концентрация примеси в подложке  $N_n$  глубина залегания переходов  $r_i$  при напряжениях на стоке до 5 В), обобщаются довольно простым эмпирическим соотношением [3]:

$$L_{\min} = 0,4[r_j d (X_{dc} + X_{dn})]^{1/3} \equiv 0,4(\gamma)^{1/3}, \quad (4.50)$$

где  $L_{\min}$  – минимальная длина канала, при которой подпороговый участок еще сохраняет длинноканальный характер, мкм;

$R_i$  – глубина залегания переходов, мкм;

$d$  – толщина слоя окисла ( $A$ );

$(X_{du} + X_{dc})$  – сумма толщины обедненного слоя стока и истока, вычисленная в приближении одномерного резкого p-n-перехода:

$$X_{du} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{qN_n} \varphi_k}, X_{dc} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{qN_n} (\varphi_k + U_{nu})} \text{ [мкм]} (U_{nu} = 0), \quad (4.51)$$

$$\gamma \equiv R_j d (X_{dc} + X_{dn})^2,$$

где  $\varphi_k$  – контактная разность потенциалов исток-подложка и сток-подложка,

$U_{nu}$  – напряжение смещения на подложке.

При нулевом смещении стока ( $U_{cu} = 0$ ) толщина  $X_{du}$  равна  $X_{dc}$ .

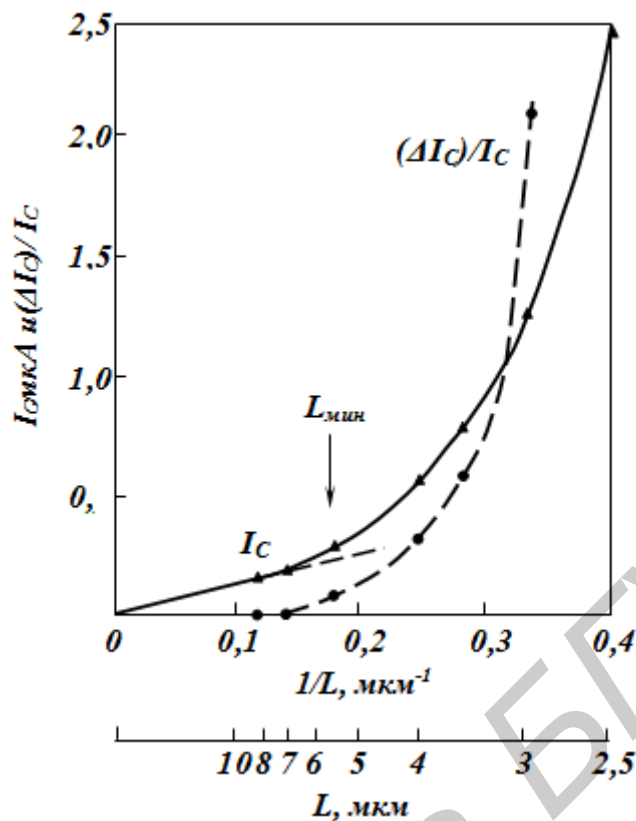


Рисунок 4.18 – Зависимость тока стока и отношения  $\Delta I_c / I_c$  от величины  $1/L$

На рисунке 4.19 приведены для сравнения результаты соответствующих экспериментальных измерений (—●—) и вычислений по эмпирическому соотношению. Здесь также приведены результаты двумерных машинных расчетов зависимости  $L_{\text{min}}$  от  $\gamma$  (—○—), полученные на основе сформулированных выше критериев короткоканального поведения. Отметим, что в самых худших случаях экспериментальные и расчетные результаты отличаются от эмпирического соотношения не более чем на 20 %, а для основного числа точек наблюдается значительно лучшее соответствие. Следовательно, эмпирическую формулу можно использовать в качестве главного ориентира в практике миниатюризации МОПТ. Все МОПТ с параметрами, которым соответствуют точки в заштрихованной области, по своим электрическим свойствам будут короткоканальными приборами. МОПТ с параметрами, попадающими в незаштрихованную область, в электрическом смысле являются длинноканальными. Так, например, МОПТ с  $L=10$  мкм, у которого  $\gamma = 10^5$  мкм<sup>3</sup>, будет короткоканальным, в то время как МОПТ с  $L = 0,5$  мкм, но с  $\gamma = 1$  мкм<sup>3</sup>, будет вести себя как длинноканальный прибор.



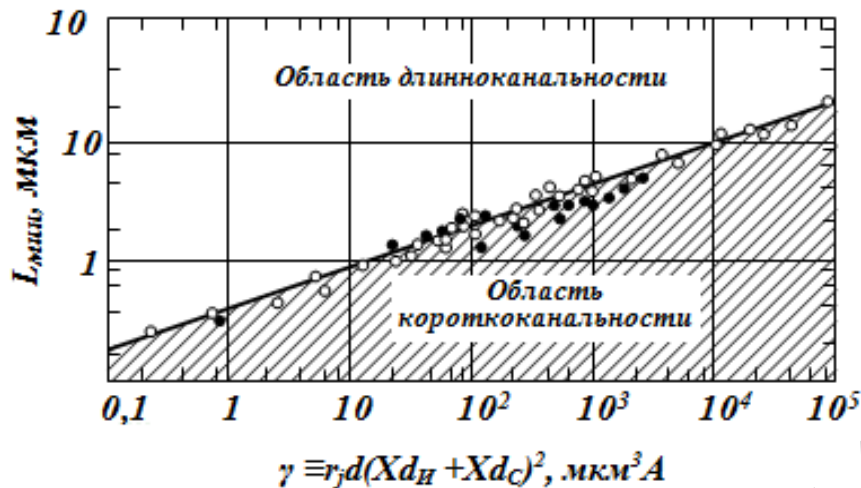


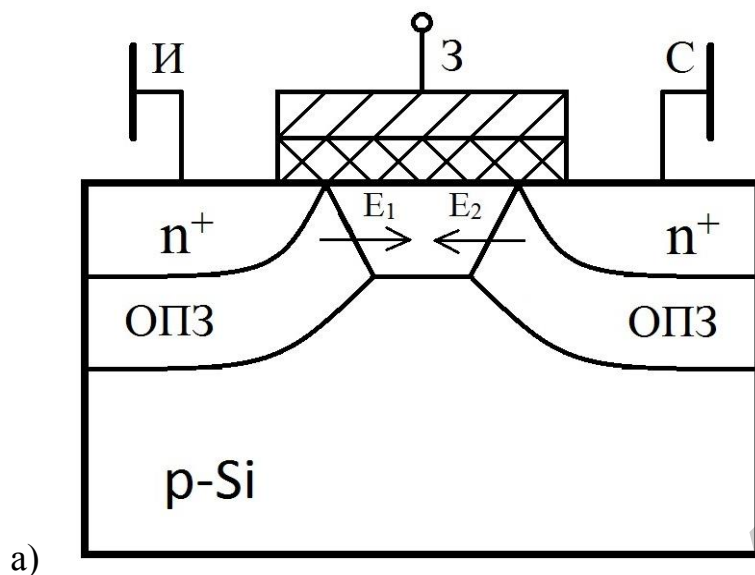
Рисунок 4.19 – Зависимость минимальной длины канала  $L_{\min}$  от параметра  $\gamma$

Увеличение подпорогового тока в короткоканальных МОПТ, а также зависимость его величины от напряжения на стоке  $U_c$  можно объяснить с помощью рисунка 4.20, а, б. Этот рисунок поясняет эффект понижения барьера, инициированный стоком (DIBL – Drain Induced Barrier Lowering).

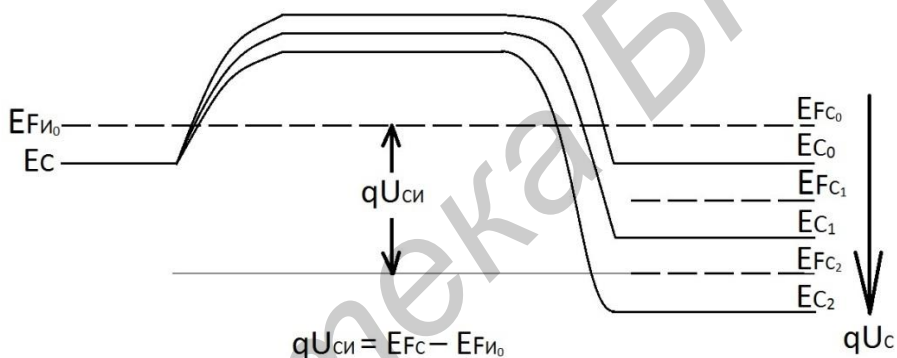
Известно, что диффузия свободных носителей заряда в соседние области р-п-перехода при его образовании заканчивается, а величины ОПЗ и потенциального барьера окончательно устанавливаются при достижении равенства диффузионных и дрейфовых токов электронов и дырок  $I_{n \text{ диф}} = I_{nE}$ ,  $I_{p \text{ диф}} = I_{pE}$ . Когда длина канала  $L$  становится соизмерима с величинами ОПЗ истока  $X_{di}$  и стока  $X_{dc}$  (короткоканальный МОПТ), электрическое диффузионное поле ОПЗ стока  $E_{\text{диф.с}}$  ( $E_2$  на рисунке 4.20, а), направленное навстречу электрическому диффузионному полю истока  $E_{\text{диф.и}}$  ( $E_1$  на рисунке 4.20, а), уменьшает величину поля истока. Равновесие диффузионных и дрейфовых токов в ОПЗ истока нарушается в пользу диффузионных, и подпороговый диффузионный ток увеличивается.

Верхняя часть (энергетические уровни  $E_c$  и  $E_f$ ) зонной диаграммы исток – канал – сток представлена на рисунке 4.20, б. Так как мы рассматриваем подпороговый режим работы МОПТ, то поверхностный потенциал  $\varphi_F < \varphi_S < 2\varphi_F$ , и, следовательно, анализируется энергетическая зонная диаграмма структуры  $n^+ - n^- - n^+$ , причем  $n^+$  – вырожденный полупроводник. Энергетические уровни  $E_{F_{i0}}$  и  $E_{F_{c0}}$  – уровни Ферми при нулевых потенциалах истока и стока – представлены на рисунке 4.20, б. При увеличении напряжения на стоке  $U_c$  энергетическая щель  $E_{F_c} - E_{F_{i0}} = qU_{cv}$  увеличивается и, потенциальный барьер исток – канал уменьшается, а ток увеличивается. Этим объясняется увеличение подпорогового тока при увеличении напряжения стока.

На рисунке 4.21 представлено влияние DIBL на выходные и передаточные характеристики МОПТ.



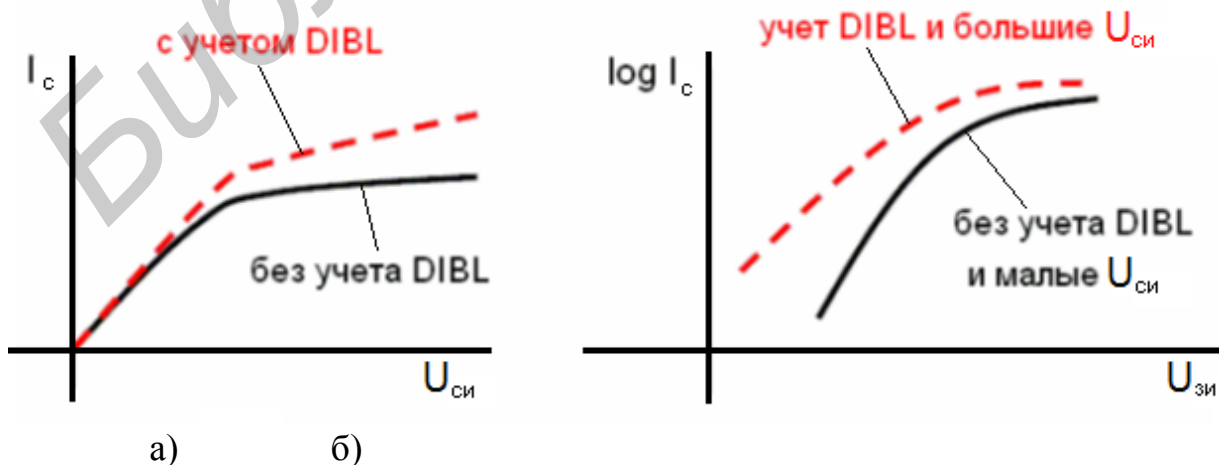
Исток                      Затвор                      Сток



б)

а – влияние диффузионного поля ОПЗ сток – подложка  $E_2$  на величину диффузионного поля ОПЗ исток – подложка; б – понижение барьера исток – канал при увеличении напряжения на стоке (DIBL-эффект)

Рисунок 4.20 – Поведение подпорогового тока короткоканального МОПТ



а)

б)

Рисунок 4.21 – Влияние DIBL на выходные (а) и передаточные (б) характеристики МОПТ

### 4.3.2 Уменьшение порогового напряжения

В длинноканальных МОПТ пороговое напряжение  $U_{пор}$  не зависит от длины канала, а определяется в основном толщиной подзатворного окисла  $d_{ок}$  и концентрацией примеси в подложке  $N_n$  ( $N_a$  для п-канальных). Для коротких и узких каналов существенную роль начинают играть краевые эффекты. Часть силовых линий от затвора уходят на край и/или на другие электроды. В этом случае заряд в канале и соответственно пороговое напряжение становится глобальной характеристикой всего транзистора  $U_{пор}=f(d_{ок}, N_a, L, R_j)$ , т. е. зависит также от длины канала  $L$  и от глубины залегания истока и стока  $R_j$ .

Условие электронейтральности приборов в равенстве удельных зарядов затвора, с одной стороны, обедненного слоя и канала, с другой стороны (Кл/см<sup>2</sup>):

$$qN_z = qN_a \chi d + qn_k. \quad (4.52)$$

Условие электронейтральности для короткоканальных приборов выражается в равенстве полных (интегральных) зарядов (Кл). При этом нужно учитывать, что часть заряда обедненного слоя  $Q_{o.c}$  нейтрализуется зарядом ОПЗ истока и стока  $(Q_u + Q_c)_{ОПЗ}$ :

$$Q_z + (Q_u + Q_c)_{ОПЗ} = Q_{o.c} + Q_k. \quad (4.53)$$

Известно, что величину порогового напряжения можно записать как

$$U_{пор} = U_{ПЗ} + 2\phi_K + \frac{Q_{o.c.}}{C_0 ZL}. \quad (4.54)$$

В короткоканальном транзисторе часть отрицательного заряда ОПЗ подложки компенсируется не только зарядом на затворе, но и положительным зарядом в стоке и истоке (рисунок 4.22, а), уменьшая тем самым заряд обедненного слоя, контролируемого затвором, т. е. величину  $U_{пор}$ .

В первом приближении величину  $U_{пор}$  короткоканального прибора при учете только геометрического фактора можно оценить, используя простые геометрические соображения (рисунок 4.22, б). Считаем, что заряд обедненного слоя  $Q_{o.c.эф}$  равен заряду ионизированных примесей в трапециевидальной области под затвором:

$$Q_{o.c.эф} = Q_{o.c.уд} Z \frac{L + L_1}{2}, \quad (4.55)$$

где  $Q_{o.c.уд}$  – удельный заряд обедненного слоя;

$Z$  – ширина канала;

$L$  и  $L_1$  – длины каналов по поверхности и объему соответственно

Отсюда приведенная длина канала становится равной

$$L_1 \cong L - 2\left(\sqrt{(r_j + x_d)^2 + x_d^2} - r_j\right) = L\left[1 - 2\frac{r_j}{L}\left(\sqrt{1 + \frac{2x_d}{r_j}} - 1\right)\right]. \quad (4.56)$$

И в соответствии с (4.56) пороговое напряжение можно записать как

$$U_{пор} = U_{пз} + 2\varphi_F + \frac{Q_{o.c.}}{C_0 Z} \left[1 - 2\frac{r_j}{L}\left(\sqrt{1 + \frac{2x_d}{r_j}} - 1\right)\right]. \quad (4.57)$$

Из (4.57) следует, что величина порогового напряжения снижается с уменьшением длины канала.

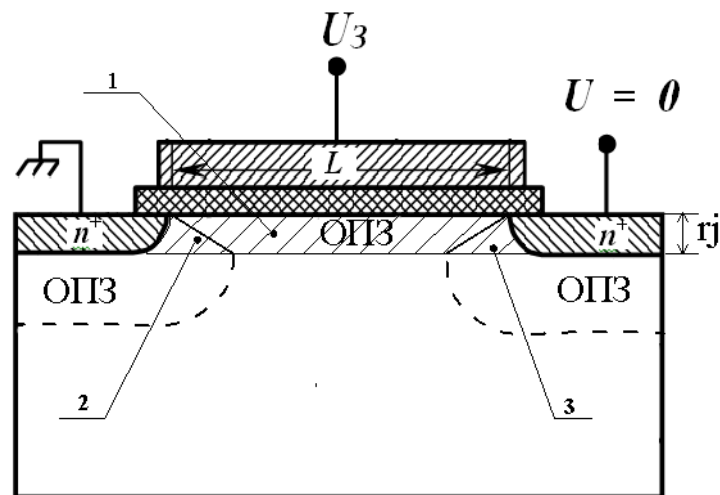
С учетом влияния напряжения на стоке (рисунок 4.22, в) сдвиг «физически и электрически» короткоканального транзистора по отношению к длинноканальному можно записать как

$$\Delta U_{пор} = -\frac{qN_a X_d}{2C_j L} \left[ \left(\sqrt{1 + \frac{2y_u}{r_j}} - 1\right) + \left(\sqrt{1 + \frac{2y_c}{r_j}} - 1\right) \right], \quad (4.58)$$

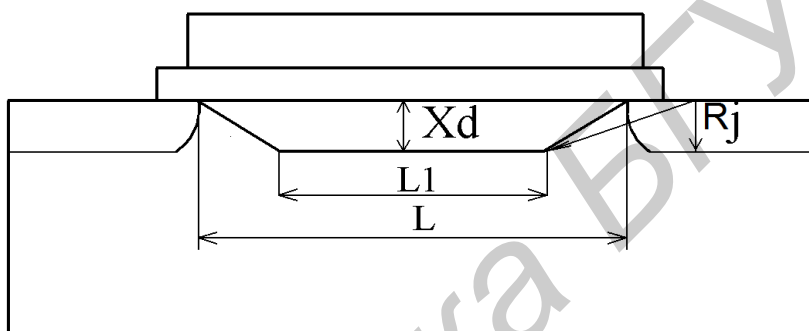
где  $y_u \approx \sqrt{\frac{2\epsilon_0}{qN_a}(\varphi_k - \varphi_s)}$ ,  $y_c \cong \sqrt{\frac{2\epsilon_0}{qN_a}(\varphi_k - \varphi_s + U_c)}$ ;

$\varphi_s$  – поверхностный потенциал;

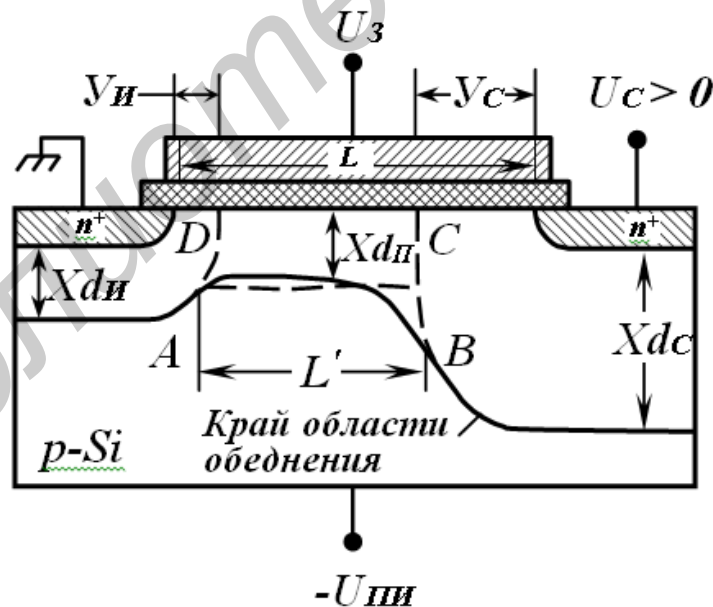
$X_d = \sqrt{2\epsilon_0(2\varphi_F + V_{nu})/qN_a}$ .



а)



б)



в)

- а – схематическое представление разделения активной области ОПЗ (заштрихован) на части 1, 2 и 3: 1 – обедненная затвором, 2 – обедненная истоком, 3 – обедненная стоком;  
 б – схема, поясняющая процедуру приближенного решения для нахождения величины порогового напряжения; в – учет влияния напряжения стока

Рисунок 4.22 – Модель принципа электронейтральности при рассмотрении короткоканальных эффектов

### 4.3.3 Пороговое напряжение узкоканальных транзисторов

Канал МОПТ считается узким, если ширина канала (расстояние между областями изолирующего окисла) имеет тот же порядок величины, что и толщина обедненной области, которую затвор индуцирует под каналом. Для типичного распределения легирующей примеси узкой может считаться ширина менее 4 мкм. Малая ширина канала может существенным образом сказываться на поведении прибора.

Прямое влияние малой ширины выражается в увеличении порогового напряжения по мере уменьшения ширины канала. В случае структуры, полученной по технологии с локальным окислением кремния (LOCOS), увеличение порогового напряжения, происходящее по мере уменьшения ширины, может быть объяснено следующим образом. Когда край обедненной области приближается к краю прибора, происходит переход от глубокого обеднения под затвором к обедненной области под толстым окислом, имеющей малую глубину. Эта переходная область показана на рисунке 4.23. Следует отметить, что переход не является резким, как это предполагалось при выводе классического выражения для  $U_{пор}$ . В переходной области имеются дополнительные заряды, на которых заканчивается подзатворное поле. В случае большой ширины суммарная величина этих зарядов по отношению к заряду в остальном объеме невелика, и ею можно пренебречь. Но по мере уменьшения ширины относительная роль этих зарядов возрастает и становится существенной. Эти дополнительные заряды увеличивают суммарный заряд в объеме и приводят к росту  $U_{пор}$ . В этом случае говорят о нормальном эффекте узкого канала.

В окончательном виде выражение, учитывающее влияние малой ширины, может быть получено путем добавления этого суммарного дополнительного заряда к величине объемного заряда обедненного слоя в классическое выражение для  $U_{пор}$ .

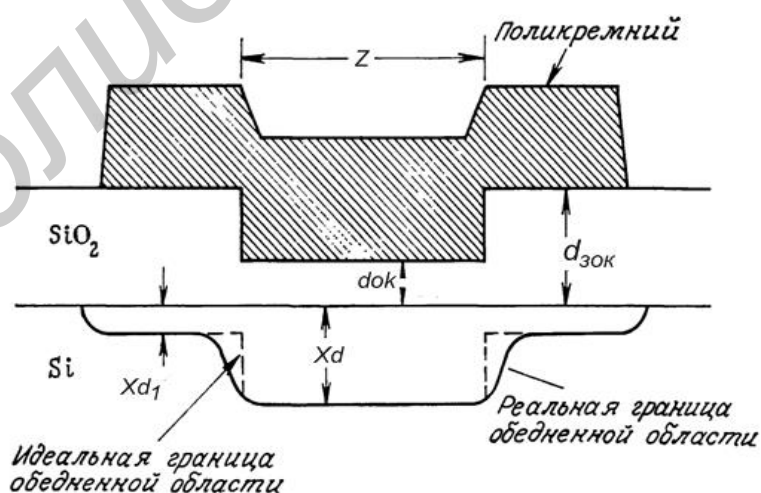


Рисунок 4.23 – Поперечное сечение по ширине МОПТ, на котором показаны реальная и идеальная формы обедненной области

Величина дополнительного заряда для каждой переходной области равна

$$Q = \frac{1}{2} \delta q N_a X_d^2 L, \quad (4.59)$$

где  $\delta$  – подгоночный параметр, учитывающий форму переходной области.

Учет дополнительного заряда с обеих сторон канала дает дополнительный вклад в пороговое напряжение, равный

$$\Delta U_{пор} = \delta q N_a X_d^2 / C_0 Z. \quad (4.60)$$

Поэтому для МОПТ с узким каналом и однородным легированием пороговое напряжение равно

$$U_{пор} = U_{нз} + 2\phi_F + \left( \frac{qN_a}{C_0} \right) \left( \frac{X_d + \delta X_d^2}{Z} \right). \quad (4.61)$$

Полагая эту кривую часть области пространственного заряда цилиндрической, для полного заряда области обеднения будем иметь

$$Q_{oc} = qN_a Z L X_d \left( 1 + \frac{\pi}{2} \frac{X_d}{Z} \right), \text{ а } U_{пор} = U_{нз} + 2\phi_F + qN_a X_d \left( 1 + \frac{\pi}{2} \frac{X_d}{Z} \right) / C_0. \quad (4.62)$$

Для того чтобы дополнительно увеличить пороговое напряжение в областях под толстым слоем защитного окисла, создается сильнолегированная область, называемая ограничителем канала. Во время проведения высокотемпературных технологических операций примеси, легирующие эту область, будут проникать в канал, еще больше увеличивая плотность объемного заряда в обедненных областях у боковых сторон канала. В том же направлении, что и это проникновение легирующих примесей, действуют некоторые технологические операции, приводящие к образованию клина на границе между тонким и толстым окислом. Этот клин приводит к появлению структуры, напоминающей птичий клюв и известной под этим названием. Дополнительный заряд, накопленный под этой клиновидной частью окисла, еще больше увеличивает  $U_{пор}$ . Кроме того, следует отметить, что «птичий клюв» увеличивает то минимальное расстояние, которое необходимо иметь между приборами, и поэтому приводит к дополнительным потерям площади кристалла.

Чтобы избавиться от потерь площади между приборами, были разработаны приборы с новой структурой изолирующего окисла. Эта структура, показанная на рисунке 4.24, называется структурой с полностью погруженным изолирующим окислом. Она не только позволяет добиться очень высокой плотности упаковки, но и по своим электрическим характеристикам отличается от структур с

непогруженным и частично погруженным изолирующим окислом. На рисунке 4.24 изображены также силовые линии электрического поля под затвором. Электрод затвора перекрывает область канала и заходит за ее края. Поэтому имеет место краевой эффект: силовые линии поля в толстом окисле не идут вглубь, а заканчиваются на боковых стенках окисла. Это увеличивает концентрацию силовых линий у краев и приводит к тому, что обеднение боковых областей происходит при меньших значениях  $U_{зи}$ , чем в середине канала. Таким образом, в боковых участках канал возникает при меньшем напряжении затвора и, следовательно, пороговое напряжение заметно уменьшается. Это снижение  $U_{пор}$ , сопровождающее уменьшение ширины, получило название обратного влияния малой ширины.

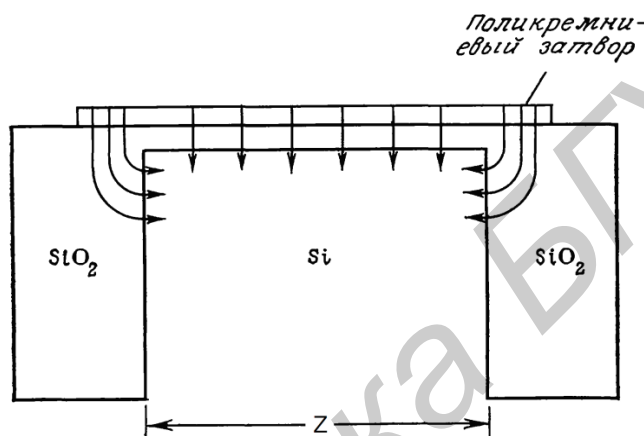


Рисунок 4.24 – Поперечное сечение по ширине МОПТ с полностью погруженным изолирующим окислом

Емкость затвора обычно рассчитывается в соответствии с идеальным приближением плоского конденсатора с параллельными обкладками. Для прибора, показанного на рисунке 4.24, концентрация поля у краев, которой пренебрегают при рассмотрении идеального конденсатора, играет существенную роль и должна быть учтена при расчете емкости затвора. Моделируя суммарную емкость затвора  $C_3$  как емкость плоской части затвора, параллельно с которой включены две емкости боковых стенок, обычно считают, что заряд на границе раздела с кремнием как тонкого, так и защитного окисла считается однородным и постоянным. Поэтому суммарная емкость затвора равна

$$C_3 = C_0(ZL) + 2C_f, \quad (4.63)$$

где  $C_f$  – это емкость, связанная с полем, сконцентрированным на боковых стенках.

Для МОПТ с длинным и узким каналом можно показать, что



$$C_3 = 2\varepsilon\varepsilon_0 L / \pi \ln(2d_{u.ок} / d_{ок}), \quad (4.64)$$

где  $d_{u.ок}$  – толщина изолирующего окисла,  
 $d_{ок}$  – толщина подзатворного окисла.

Поэтому суммарная емкость затвора может быть выражена как

$$C_3 = C_0(ZL) + (2\varepsilon\varepsilon_0 L / \pi) \ln(2d_{u.ок} / d_{ок}) \text{ или } C_3 = C_0(ZL)(1 + F / Z), \quad (4.65)$$

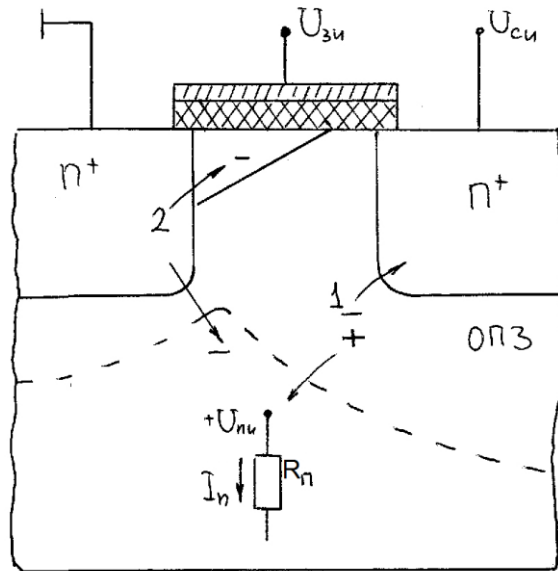
где фактор  $F$ , учитывающий краевой эффект, равен  $F = (4d_{ок} / \pi) \ln(2d_{u.ок} / d_{ок})$ .

Таким образом, пороговое напряжение для n-канального МОПТ с данным узким каналом равно

$$U_{пор} = U_{нз} + 2\phi_F + \frac{qN_a X_d Z}{C_0(Z + F)}. \quad (4.66)$$

#### 4.3.4 Эффект паразитного биполярного транзистора

Если в длинноканальных транзисторах при лавинном пробое стока – истока дырки, коллектируясь подложкой, приводят только к увеличению тока подложки  $I_n$ , то в короткоканальных приборах они являются также причиной уменьшения напряжения пробоя. Падение напряжения на сопротивлении подложки  $R_n$  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 n-p-n (исток – подложка – сток) транзистора (рисунок 4.25). Действительно, дрейфовая составляющая дырочного тока подложки может увеличить потенциал подложки относительно вблизи расположенного истокового перехода  $U_{ни}$  настолько, что на истоке прибора создается режим прямого смещения. Если на p-n-переходе подложка – исток напряжение  $U_{ни}$  достигнет 0,6 В, то может начаться инжекция электронов из истока в подложку (рисунок 4.25, процесс 2).



1 – процесс лавинного умножения носителей в обедненном слое около стока; 2 – процесс инжекции электронов из истока в канал и подложку

Рисунок 4.25 – Схема, поясняющая механизм «включения» паразитного биполярного транзистора

Развитие этого процесса приводит к электрическому пробое транзистора, начало которого определяется условием

$$\alpha_{npr} \cdot M = 1, \quad (4.67)$$

где  $\alpha_{npr}$  – коэффициент передачи эмиттера паразитного биполярного транзистора;

$M$  – коэффициент лавинного умножения.

Так как концентрация примеси в истоковой области на несколько порядков выше, чем в подложке, то коэффициент инжекции электронов близок к единице. Поэтому

$$\alpha_{npr} \approx 1 - \frac{W_B^2}{2L_{diff}}, \quad (4.68)$$

где  $W_B$  – эффективная толщина базы, равная длине канала  $L$ ;

$L_{diff}$  – диффузионная длина свободных носителей в подложке.

Коэффициент лавинного умножения можно записать в виде

$$M = \left[ 1 - \left( \frac{U_{кэ.о}}{U_{сн.пр}} \right)^4 \right]^{-1}, \quad (4.69)$$

где  $U_{кэ.0}$  – напряжение пробоя биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером и разомкнутой базой;

$U_{си.пр}$  – напряжение пробоя перехода сток – подложка.

Из выражения (4.67) – для результирующего напряжения пробоя короткоканального МОПТ

$$U_{пр} = U_{кэ.0} \approx \frac{U_{си.пр}}{2^{1/n}} \left( \frac{W_B}{L_{диф}} \right)^{2/n} = \frac{U_{си.пр}}{2^{1/n}} \frac{(L)^{2/n}}{(L_{диф})^{1/n}}. \quad (4.70)$$

#### 4.3.5 Сквозное обеднение канала

В короткоканальных ( $L < 1$  мкм) и слаболегированных ( $N_n < 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) приборах пробой, как правило, наступает при меньшей величине напряжения, чем рассчитанное по формуле (4.70). 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, что когда напряжение на стоке достигает насыщения  $U_{син}$ , ширина обедненного слоя  $x_{dc}$  не остается постоянной, а зависит от приложенного к нему напряжения ( $U_{си} - U_{син}$ ):

$$x_{dc} = \left[ \frac{2\epsilon\epsilon_0 (U_{си} - U_{си,нас})}{qN_n} \right]^{1/2}. \quad (4.71)$$

Когда величина напряжения на стоке  $U_{си}$  станет равной напряжению пробоя, вызывающему сквозное обеднение  $U_{пр.о}$ , то длина канала  $L = Xd$ , следовательно:

$$U_{пр.о} - U_{син} = \frac{L^2 q N_n}{2\epsilon\epsilon_0}. \quad (4.72)$$

При малых величинах  $L$  и  $N_n$  напряжение пробоя  $U_{пр.о}$ , вызывающее сквозное обеднение, намного меньше, чем напряжение лавинного пробоя  $U_{пр.лав}$ .

#### 4.3.6 Заряд окисла

В n-короткоканальных транзисторах около стока в сильном продольном электрическом поле часть электронов может набирать достаточно большую энергию («горячие электроны») и будет интенсивно участвовать в лавинном пробое.

Существенный эффект в работе короткоканальных приборов, который возникает при больших полях, дает зарядка окисла. Оказывается, что при высоких продольных электрических полях часть электронов, двигаясь в канале, разогревается до энергии, достаточной для преодоления энергетического барьера на границе Si-SiO<sub>2</sub> (более 3 эВ), и инжектируется в окисел. Горячие электроны могут инжектироваться в окисел также из электронно-дырочной плазмы лавинного пробоя в области отсечки канала у границы со стоком. Кроме того, в SiO<sub>2</sub> могут инжектироваться электроны, термически генерированные в объеме подложки и разогретые большим поперечным электрическим полем на пути к границе раздела. Отметим, что, при инжекции горячих электронов, во-первых, пороговое напряжение при зарядке окисла становится более положительным и, во-вторых, снижается крутизна МОП транзистора (меньший наклон *I-V*-зависимости) вследствие уменьшения подвижности в канале. Кроме того, возрастают подпороговые токи прибора вследствие увеличения плотности поверхностных состояний.

Уменьшение электрического поля в канале в районе стока увеличивает надежность прибора. Для этой цели используются слаболегированные стоки (lightly doped drain, LDD). Целью использования слабого легирования стока является уменьшение пика электрического поля в районе стока.

Электрическое поле канала практически не проникает в сильнолегированную область стока ( $>10^{20}$  см<sup>-3</sup>) и резко спадает на очень малых длинах экранирования (~1 нм). Если в районе стока внедрить небольшую слаболегированную область (~ $2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>), то поле начнет спадать не так резко, увеличивая эффективную длину канала и соответственно уменьшая свои пиковые значения в конце канала (рисунок 4.26).

Кроме того, слаболегированные области истока и стока ослабляют геометрический эффект короткого канала. Расчеты показывают, что оптимальной структурой с точки зрения минимизации электрических полей является расположение LDD областей под затвором. Недостатком использования LDD является некоторое увеличение последовательного сопротивления стока и истока.

Для замедления деградации и увеличения тем самым срока службы прибора приходится также ограничивать напряжение питания прибора.

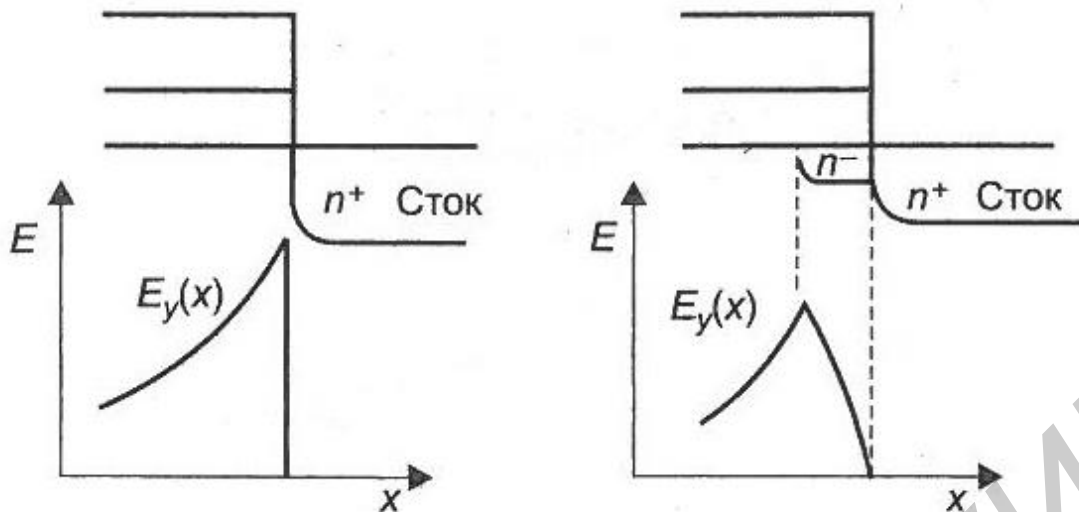
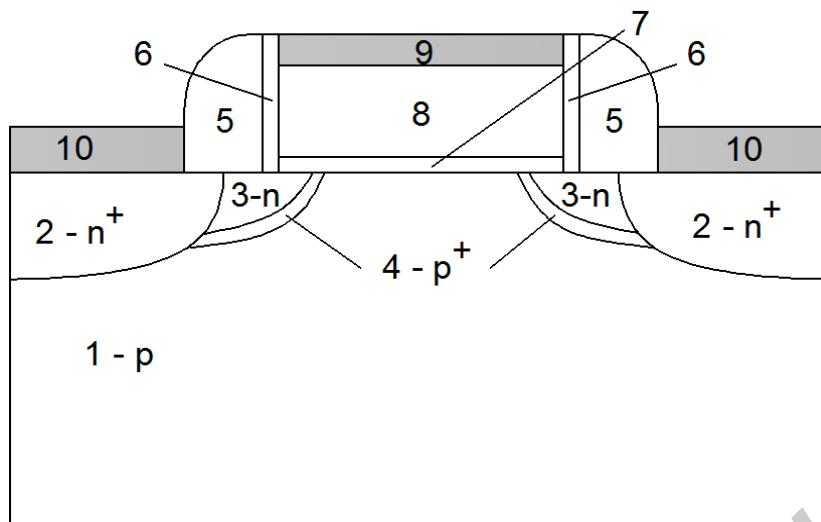


Рисунок 4.26 – Схема распределения электрического поля вдоль канала, иллюстрирующая уменьшение пикового значения электрического поля в слаболегированном стоке

#### 4.3.7 Оптимизация структуры истоков и стоков

Минимизация геометрических эффектов предполагает уменьшение глубины залегания р-п-переходов. Однако малая глубина р-п-перехода стока  $R_j$  приводит к нежелательному увеличению сопротивления стока – истока  $R_{ис} \sim 1/R_j$ . При длине канала 0,1 мкм сопротивление стока – истока уменьшает ток в канале  $I_{сн}$  на ~10–20 %. Считается, что допустимые значения паразитных сопротивлений истоковой и стоковой областей определяются условием  $R_u + R_c < 0,2R_k$ , где  $R_k$  – сопротивление канала открытого транзистора. Сопротивление контактов растет с уменьшением глубины р-п-переходов стока и истока; проблема контактов усугубляется с миниатюризацией приборов. В современных технологиях в качестве материала контактов используются силициды металлов с более высокой проводимостью по сравнению с сильнолегированным кремнием.

Оптимизирующее техническое решение, как уже упоминалось в пункте 4.3.6, состоит в использовании тонких и коротких слаболегированных пристроек (LDD области) (рисунок 4.27). Необходимо подчеркнуть, что эти области слаболегированы ( $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) только по сравнению с  $n^+$ -областями стоков и истоков ( $5 \cdot 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ).



1 – p-подложка; 2 – толстые контактные n<sup>+</sup>-области стока и истока; 3 – LDD области; 4 – p<sup>+</sup>- гало-области; 5 – толстые спейсеры; 6 – тонкие спейсеры; 7 – подзатворный диэлектрик; 8 – затвор (поликремний); 9 – металлическое покрытие затвора; 10 – металлические электроды истока и стока

Рисунок 4.27 – Структура современного n-канального МОПТ

Толщина LDD областей составляет в современных транзисторах несколько десятков нанометров и имеет ограничение снизу. Например, уменьшение глубины p-n-переходов до 10 нм приводит к увеличению удельного поверхностного сопротивления стоков и истоков до 10 кОм/квadrat. К сожалению, слаболегированные n-области вблизи канала уменьшают пороговое напряжение транзистора, что особенно заметно для очень малых длин канала. Для компенсации этого эффекта используется дополнительное легирование, с помощью которого создается тонкий p<sup>+</sup>-слой в виде «ореола» («halo»), окружающего LDD области (см. рисунок 4.27). Ореольное легирование снижает DIBL эффект, уменьшает подпороговые утечки и вероятность смыкания обедненных областей истока и стока.

Технологическим вариантом компенсации уменьшения порогового напряжения является легирование в «кармашек» (rocket), которое отличается от ореола только тем, что охватывает не всю LDD область, а только ее часть, примыкающую к истоку (стоку).

#### 4.3.8 Особенности масштабирования МОПТ

Прогресс в развитии электронных микросхем характеризуется эмпирическим законом Гордона Мура. Обеспечение выполнения этой закономерности определяется развитием знаний в области физики полупроводников и материалов, а также принципов построения МДП транзисторов с все более меньшими (масштабированными) геометрическими (топологическими) параметрами.

Традиционная структура МОПТ обеспечила снижение длины затвора от 10 мкм в 70-х годах двадцатого столетия до 0,045 мкм в настоящее время путем

простого масштабирования, т. е. уменьшением длины затвора, толщины диэлектрика и глубины залегания р-п-переходов. Однако переход проектных норм через границу 130 нм (область наноразмерных элементов) в рамках традиционной конструкции наталкивается на физические ограничения. Таким образом, нано-МОПТ должны иметь иную структуру и использовать новые материалы.

Принцип масштабирования состоит в том, что если сохранять постоянное значение напряженности электрического поля при уменьшении размеров МОПТ, то параметры ИС улучшаются. Это значит, что если, например, сократить длину затвора в  $n$  раз и одновременно во столько же раз понизить рабочее напряжение (значение напряженности при этом не изменится), время задержки логического элемента также уменьшится в  $n$  раз. Отсюда и жесткая зависимость размеров элементов интегральных микросхем от их производительности. Однако при переходе к наноразмерным элементам закон масштабирования не соблюдается из-за возникающих специфических проблем, свойственных нанoeлектронике.

Основными проблемами нано-МОПТ являются туннелирование через затвор, инжекция горячих носителей в окисел, сквозное обеднение канала, утечки в подпороговой области, уменьшение подвижности носителей в канале, увеличение последовательного сопротивления между истоком и стоком, необходимость обеспечения запаса между пороговым напряжением и напряжением питания. Транзистор должен иметь слабую зависимость порогового напряжения от напряжения на стоке, длины и ширины канала, а также большую передаточную проводимость, большое выходное сопротивление, малое сопротивление областей истока и стока и большую нагрузочную способность (таблица 4.1). Емкости затвора и р-п-переходов должны быть минимальны. Разброс параметров техпроцесса, который растет с уменьшением размеров транзистора, не должен снижать процент выхода годных кристаллов.

Таблица 4.1 – Масштабирование параметров МОПТ согласно NTRS

Параметр	Значение				
	250	180	130	100	70
Проектные нормы, нм	250	180	130	100	70
Толщина окисла, нм	4–5	3–4	2–3	1,5–2	<1,5
Глубина р-п-переходов, нм	50–100	36–72	26–52	20–40	15–30
Напряжение питания, В	1,8–2,5	1,5–1,8	1,2–1,5	0,9–1,2	0,6–0,9
Ток утечки, нА/мкм	1	1	3	3	10
Нагрузочная способность, мА/мкм	600/280	600/280	600/280	600/280	600/280
Мощность/кристалл, Вт	70	93	121	120	114

#### 4.3.9 Структуры МОПТ, обеспечивающие дальнейшее повышение быстродействия

Для разработки МОПТ с длиной канала менее 100 нм в соответствии с правилами масштабирования необходимо уменьшать глубину залегания р-п-переходов и толщину окисла. Однако для транзисторов с длиной канала менее 100 нм ток туннелирования через затвор становится очень большим и ограничивает мощность, потребляемую СБИС в режиме покоя, а мелкие р-п-переходы приводят к большому сопротивлению контактных областей. Для предотвращения смыкания областей истока и стока неизбежно применение высоколегированного ( $>10^{18}$  см<sup>-3</sup>) стопора. Однако стопор снижает нагрузочную способность транзистора и увеличивает утечки в подпороговой области.

В связи с изложенным появился большой интерес к транзисторам с двойным или окольцовывающим затвором, когда затвор с двух (или со всех) сторон охватывает область канала. Такой подход позволяет эффективно управлять энергетическим барьером между истоком и стоком и существенно ослабить большинство короткоканальных эффектов в транзисторах с проектными нормами менее 50 нм. Уменьшается также емкость р-п-переходов, улучшается радиационная стойкость. Двойная плотность заряда инверсионного слоя увеличивает нагрузочную способность транзистора.

Принцип действия транзистора DELTA с двойным затвором иллюстрируется на рисунке 4.28. На толстом слое окисла создается островок кремния в форме бруска, который служит каналом транзистора. Затвор охватывает область канала с трех сторон. Это обеспечивает большую крутизну и малые токи утечки в подпороговой области. Канал транзистора получается сильно обедненным. Транзистор работает в режиме объемной инверсии полупроводника. С уменьшением его толщины наблюдается увеличение наклона подпороговой характеристики, т. е. уменьшение тока утечки в подпороговой области. Это объясняется уменьшением емкости обедненного слоя и, следовательно, увеличением потенциала поверхностного слоя. В транзисторах с очень тонким каналом (2 нм) становится существенным эффект квантования энергии, который влияет на функцию распределения электронов в полупроводнике и параметры транзистора. Увеличивается также роль рассеяния носителей на шероховатостях границы раздела окисел – кремний, поскольку увеличивается площадь затвора.



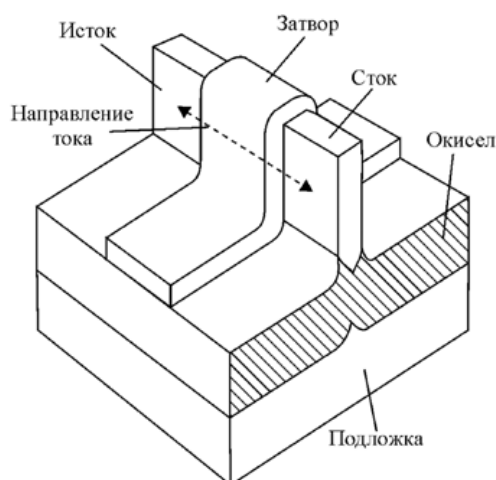


Рисунок 4.28 – Структура МОПТ с двойным затвором

Структура транзистора с двойным затвором в настоящее время существенно модернизирована для обеспечения лучшей технологичности и совместимости с существующими техпроцессами массового производства. Транзистор имеет толщину окисла 2,5 нм и длину канала до 10 нм, высота канала составляет 50 нм, толщина – от 10 до 120 нм. Конструкция транзистора разработана таким образом, что его топология не отличается от обычного интегрального МОПТ. Однако особенностями конструкции является самосовмещение затворов друг с другом и с областями истока и стока, затвор выполнен из SiGe, низкоомные области истока и стока выполнены из поликремния или поли-Si<sub>0,85</sub>Ge<sub>0,15</sub>, легированного фосфором.

В транзисторах с окольцовывающим затвором (рисунок 4.29) ток канала течет перпендикулярно поверхности кристалла, и затвор со всех сторон окружает канал (Surrounding Gate Transistor, SGT). Такая структура обеспечивает минимальную емкость обедненного слоя и поэтому практически весь заряд затвора уравнивается зарядом носителей в канале и тонком обедненном слое. Поэтому такая структура имеет минимальные подпороговые токи и большую крутизну. Вертикальное расположение канала обеспечивает высокую степень интеграции. Это позволяет использовать транзисторы с окольцовывающим затвором для построения ячеек памяти статических, динамических и электрически программируемых запоминающих устройств.

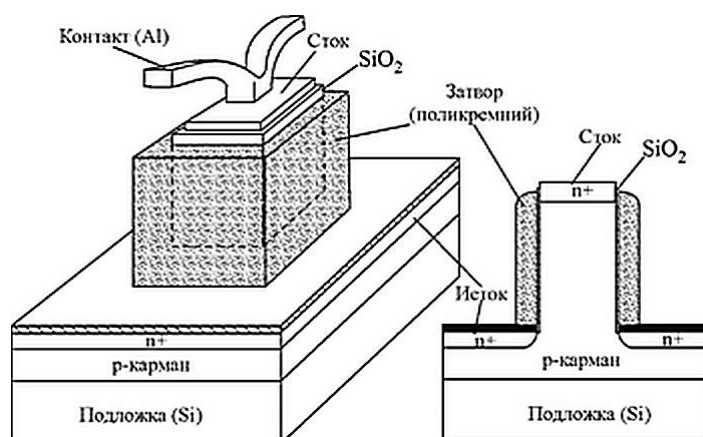


Рисунок 4.29 – МОПТ с цилиндрическим каналом (справа показано поперечное сечение структуры)

Недостатками описанных конструкций являются высокое тепловое сопротивление между каналом и подложкой, которое вызывает сильный саморазогрев и, как следствие, увеличенное рассеяние носителей на фонах, а также увеличенное паразитное последовательное сопротивление областей истока и стока.

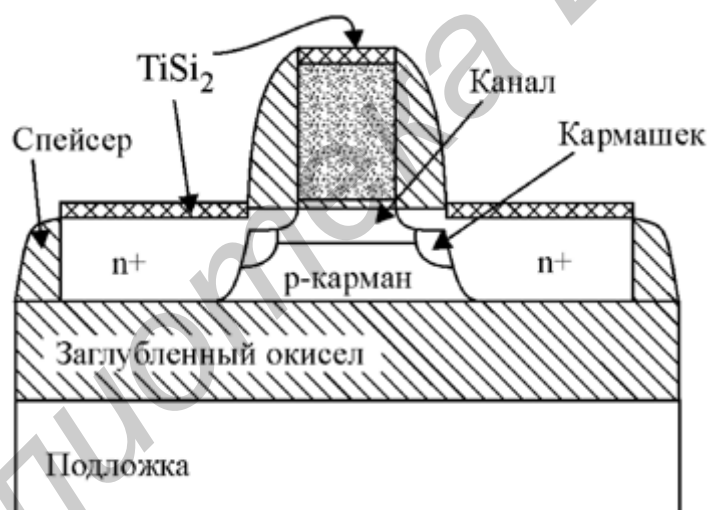


Рисунок 4.30 – КНИ структура

МОПТ, изготовленные по технологии «кремний на изоляторе» (КНИ) (рисунок 4.30), являются весьма перспективными для создания микромощных и высокоскоростных СБИС с напряжением питания до 1,2 В и менее, поскольку наличие толстого окисла вместо кремния под областями истока и стока существенно уменьшает величину емкости на подложку. Вторым преимуществом является простой процесс изоляции компонентов и высокая плотность интеграции благодаря отсутствию изолирующих карманов. КНИ структуры отличаются высокой радиационной стойкостью и повышенной надежностью при высоких температурах. Короткоканальные эффекты в КНИ приборах могут быть подавлены простым уменьшением толщины кремниевого

слоя. Наклон подпороговой характеристики у КНИ транзисторов получается практически идеальным. Транзисторы высокого качества получаются на пленках кремния толщиной 8 нм.

Однако перспективность КНИ структур не является бесспорной. Основная проблема состоит в том, что КНИ транзисторы имеют увеличенный подпороговый ток вследствие эффекта плавающей подложки, который устанавливает предел понижению потребляемой мощности в выключенном состоянии транзисторного ключа. Попытка понизить этот ток приводит к увеличению порогового напряжения, которое не позволяет уменьшить напряжение питания для уменьшения потребляемой мощности. Вторым принципиальным аргументом является то, что малая собственная емкость КНИ транзистора перестает быть его преимуществом при дальнейшем сокращении размеров, поскольку уже в современных СБИС задержка в межсоединениях превышает задержку в вентилях.

Одной из проблем изготовления транзисторов на тонких пленках кремния является высокое последовательное сопротивление областей истока и стока. Для его уменьшения используют самосовмещенный силицидный процесс, использующий силицид титана или кобальта. Однако, если толщина используемой пленки кремния менее 20 нм (рисунок 4.31), то такой тонкий слой может быть полностью поглощен формирующимся слоем силицида и тогда площадь контакта между кремнием и силицидом резко уменьшается, что приводит к возрастанию сопротивления контакта. Очень малое поглощение кремния происходит при выполнении контакта из вольфрама, однако при контакте к сильнолегированному кремнию р-типа проводимости вольфрам образует контакты с очень плохой стабильностью характеристик. Для решения проблемы контактов может потребоваться эпитаксиальное наращивание пленки кремния сверху областей истока и стока или, наоборот, стравливание той области кремния, где должен быть сформирован канал транзистора.

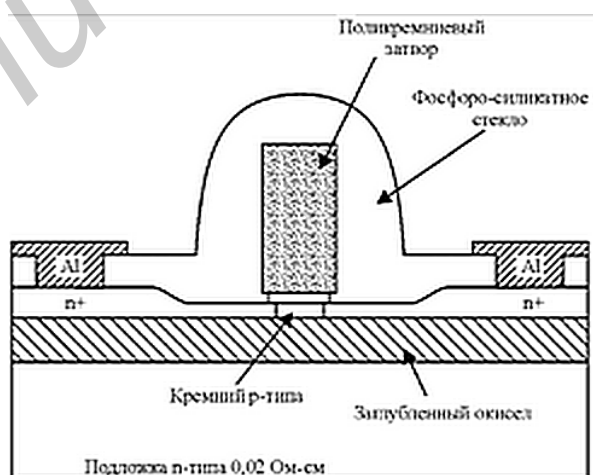


Рисунок 4.31 – КНИ с ультратонким слоем кремния

Транзисторы с вертикальным каналом предлагаются в качестве кандидатов на субмикронные структуры. Изготовление канала в вертикальном направлении снижает площадь кристалла, но позволяет делать канал длинным и избавиться таким образом от короткоканальных эффектов, в частности, уменьшить подпороговый ток, что особенно важно для ячеек памяти.

Транзистор с тройным затвором (П-образный транзистор) является конструктивной модификацией транзистора с двойным затвором. В нем затвор охватывает канал не с двух сторон, и не окольцовывает его, а управляет каналом с прямоугольным сечением с трех сторон, напоминая в сечении греческую букву «П». Эта конструкция более технологична, чем с окольцовывающим затвором.

Для решения проблемы уменьшения подвижности в транзисторах с коротким каналом изучается применение механически напряженного кремния, который выращивается на поверхности SiGe. Вследствие различия в постоянных кристаллической решетки Si и SiGe кремний испытывает механическое растягивающее усилие по двум координатам. Было обнаружено, что подвижность носителей в напряженном кремнии выше, чем в обычном и при 30%-м содержании Ge в SiGe подвижность электронов в напряженном кремнии увеличивается примерно на 80 %.

Одним из путей уменьшения потребляемой мощности ИС является снижение напряжения питания. Однако оно не может быть меньше величины учетверенного порогового напряжения. В то же время пороговое напряжение не может быть ниже 0,2 В, поскольку это приводит к увеличению подпорогового тока, который определяет потребляемую мощность в пассивном режиме СБИС. Решить это противоречие позволяют МОПТ с динамически изменяющимся пороговым напряжением (DTMOS). При уменьшении напряжения на затворе (т. е. когда транзистор переходит в пассивный режим работы) у таких транзисторов увеличивается пороговое напряжение и, следовательно, уменьшается подпороговый ток. При увеличении напряжения на затворе пороговое напряжение падает, что приводит к росту тока стока и увеличению нагрузочной способности транзистора. Конструктивно DTMOS транзисторы представляют собой обычный КНИ МОП транзистор, у которого затвор соединен с подложкой. При этом пороговое напряжение управляется напряжением на подложке, которое автоматически уменьшается с ростом напряжения на затворе. Недостатком такого транзистора является малое напряжение питания (0,6 В), ограниченное напряжением отпираания р-п-переходов истока и стока.

#### 4.3.10 МОПТ для аналоговых применений

По мере уменьшения геометрических размеров транзисторов их характеристики, особенно важные для аналоговых применений, существенно ухудшаются. К ним относятся дифференциальное сопротивление стока, крутизна, скорость старения из-за горячих электронов, технологический разброс характеристик, отношение сигнала к шуму и динамический диапазон.

Ослабление короткоканальных эффектов для цифровых схем при малом напряжении питания можно выполнить достаточно просто – путем увеличения дозы легирования подложки, что уменьшает расширение области обеднения стока в сторону канала. Однако для аналоговых схем увеличение легирования приводит к росту порогового напряжения и уменьшает подвижность носителей в канале, что снижает нагрузочную способность транзистора.

Основную проблему конструирования транзисторов для аналоговых применений представляет деградация параметров, вызванная горячими электронами. В изготовленных аналоговых устройствах она проявляется в виде долговременной нестабильности параметров (старения), которая является очень важным параметром, особенно для измерительных цепей.

Одним из методов уменьшения влияния горячих электронов является технология LATID (ионная имплантация под большим углом наклона ионного пучка), позволяющая уменьшить напряженность электрического поля в канале возле стока. При этом снижается как скорость генерации горячих носителей, так и вероятность образования ими поверхностных состояний в окисле. Усиление и сопротивление стока уменьшаются в несколько раз по сравнению с обычными LDD структурами. Для изучения деградации параметров при использовании различных технологий была использована дифференциальная пара транзисторов. На сток одного из них подавалось повышенное напряжение (7 В), чтобы увеличить долю горячих электронов, на сток второго – обычное рабочее напряжение. Сдвиг нуля дифференциальной пары периодически измерялся, и его величина характеризовала степень заряженности окисла горячими электронами. Оказалось, что LATID технология позволяет почти в 10 раз уменьшить временную нестабильность напряжения смещения нуля дифференциальной пары, вызванную горячими электронами.

Требование малого разброса параметров транзисторов на кристалле является второй особенностью аналоговых схем. Основным критерием оценки разброса параметров является также напряжение смещения нуля дифференциальной пары. Для снижения разброса параметров используют транзисторы с размерами, в три и более раз превышающими минимально возможные для используемой технологии. Уменьшенный разброс параметров обеспечивает также крутое ретроградное распределение примеси, по сравнению с ореолом или имплантацией в кармашки.

Крутое ретроградное распределение примеси (Super Steep Retrograde Well, SSRW) (рисунок 4.32) создается путем медленной диффузии мышьяка или сурьмы для р-канальных приборов и индия для n-канальных. Благодаря возможности устанавливать поверхностную концентрацию легирующей примеси независимо от объемной, появляется дополнительная степень свободы для независимой регулировки порогового напряжения и концентрации примеси в подложке, влияющей на величину области пространственного заряда и, соответственно, короткоканальные эффекты. Правильное применение идеи SSRW позволяет ослабить влияние короткоканальных эффектов и увеличить

поверхностную подвижность носителей, однако при этом несколько увеличивается подпороговый ток.

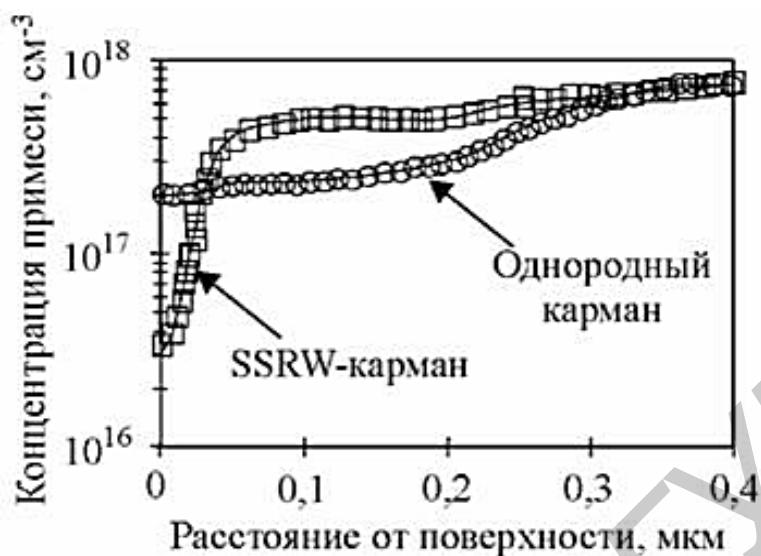


Рисунок 4.32 – Крутое ретроградное распределение примеси

Следующей проблемой является обеспечение малого порогового напряжения, которое наряду с напряжением питания ограничивает динамический диапазон аналоговой схемы. Это требование вступает в противоречие с противоположным требованием со стороны цифровых схем, для которых пороговое напряжение определяет запас помехоустойчивости и подпороговый ток, а следовательно, потребляемую мощность в режиме покоя. Для аналоговых схем подпороговый ток не влияет на энергопотребление, т. к. ток покоя в них обычно задается генераторами тока. Кардинальным решением этой проблемы является усложнение техпроцесса, которое позволяет делать МОПТ с разными пороговыми напряжениями на одном кристалле. Этого можно добиться или добавлением к стандартному процессу двух технологических операций для «аналоговых» транзисторов – селективное травление окислов и последующая эпитаксиальное наращивание нелегированного кремния – или применение двух материалов затвора с разными работами выхода для разных транзисторов, например, поли-SiGe и поли-Si.

В связи с низкой себестоимостью технологии цифровых СБИС и наличием хорошо отработанной инфраструктуры автоматизированного проектирования и производства, обеспечивающей быстрый выход изделий на рынок, представляет особый интерес применение технологий цифровых СБИС для разработки и производства аналоговых схем. Однако такое применение наталкивается на ряд проблем: количество доступных активных и пассивных элементов довольно ограничено, технология оптимизирована только по двум критериям (быстродействие и потребляемая мощность), активные элементы контролируются только на основе простых тестов, таких, как задержка вентиля

и нагрузочная способность. Тем не менее этот подход считается перспективным, и предпринимаются шаги к его развитию.

### **Контрольные вопросы**

1. Почему этот тип транзисторов назван «полевыми»?
2. По каким признакам классифицируются полевые транзисторы?
3. В чем заключаются основные различия биполярных и полевых транзисторов?
4. Каков принцип работы полевого транзистора с затвором Шоттки (или управляющим р-п-переходом)?
5. В чем заключается идеализация МОП транзистора?
6. Из каких соображений выбирается материал затвора?
7. Что влияет на величину порогового напряжения? Как можно регулировать величину порогового напряжения?
8. Чем определяется частота отсечки МОП транзистора?
9. Какие различия существуют в МОП транзисторах с индуцированным и встроенным каналами? Как эти различия отражаются на выходных статических характеристиках?
10. В чем преимущества короткоканальных МОП транзисторов по сравнению с транзисторами с длинным каналом?
11. На какие параметры и как влияет эффект «горячих носителей» в короткоканальных МОП?

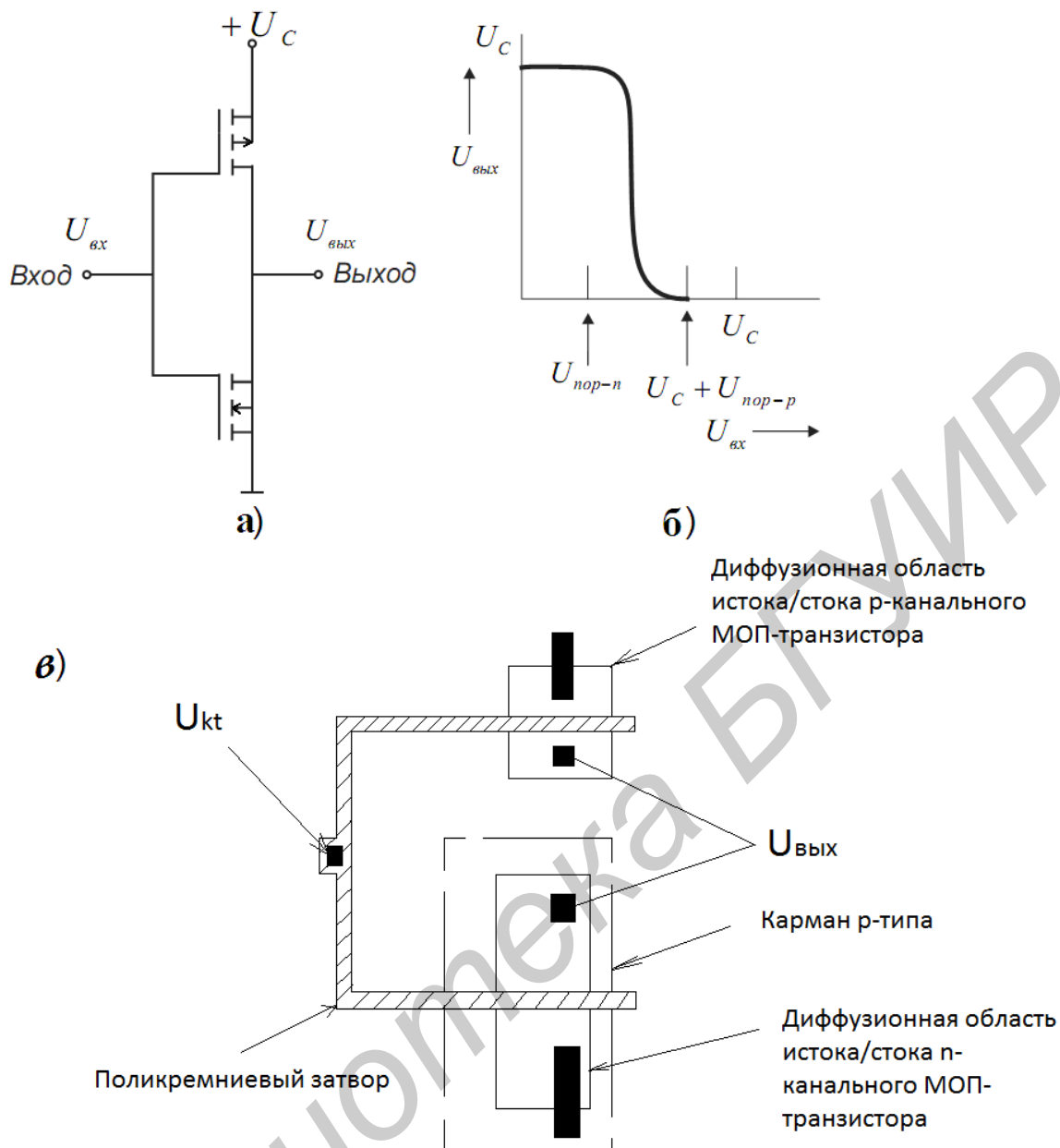
## ГЛАВА 5 КОМПЛЕМЕНТАРНЫЕ МОП СХЕМЫ

### 5.1 Общие сведения

Уже на ранних стадиях разработки МОП ИС стало ясно, что в цифровых схемах, выполненных на р- и n-канальных МОП транзисторах, включенных последовательно, можно получить очень малую «статическую» рассеиваемую мощность (мощность в установившемся режиме). Такие схемы называются комплементарными МОП схемами, или просто КМОП схемами. Чтобы понять, почему в КМОП схемах рассеиваемая мощность очень мала, рассмотрим основной функциональный блок цифровых схем и систем – инвертор. Инвертор представляет собой схему, выходной (двоичный) сигнал которой есть инверсия его входного сигнала. Соединяя инверторы надлежащим образом, можно строить логические схемы произвольной сложности. Поэтому мощность, потребляемая отдельной инверторной схемой, есть основной показатель общей мощности, которая потребуется для работы цифровой системы.

Электрическая схема и топология базового КМОП инвертора показаны на рисунке 5.1, а, в, передаточная характеристика по напряжению – на рисунке 5.1, б. Последняя представляет собой график зависимости выходного напряжения инверторной схемы от ее входного напряжения. В таком инверторе сток р-канального транзистора соединен со стоком n-канального последовательно, а их затворы соединены друг с другом. Чтобы объяснить работу этого инвертора, допустим, что его входное напряжение ниже порогового напряжения n-канального транзистора и вместе с тем имеет большую отрицательную величину относительно подложки р-канального МОП транзистора, достаточную для его включения.





а – схема КМОП инвертора; б – передаточная характеристика по напряжению для КМОП инвертора; в – топология КМОП инвертора с карманом р-типа  
Рисунок 5.1 – КМОП инвертор

В таком режиме р-канальный МОП транзистор образует проводящую цепь между выходом инвертора и источником питания  $U_c$ , а n-канальный транзистор выключен. Так как выходной электрод инвертора обычно соединен с входами других инверторных схем, которые не потребляют статического тока, его выходное напряжение (напряжение на стоке р-канального МОП транзистора) находится в своем «высоком» состоянии (равно  $U_{вх}$ ). Если теперь входное напряжение увеличивается, то р-канальный МОП транзистор выключается, а когда входное напряжение становится больше порогового напряжения n-канального прибора, его канал включается и выходное напряжение инвертора уменьшается до напряжения земли. Поэтому в статическом режиме работы тот или другой МОП транзистор инвертора всегда выключен и между источником

питания и земель нет цепи для протекания постоянного тока (за исключением лишь токов утечки переходов). По этой причине почти вся мощность, рассеиваемая КМОП схемами, – это мощность, рассеиваемая при переключательных процессах.

Малое потребление мощности в статическом режиме – одно из существенных преимуществ КМОП схем перед цифровыми МОП ИС других типов. Другие их преимущества: крутая и четко определенная передаточная характеристика КМОП инверторов по напряжению (см. рисунок 5.1, б), что облегчает построение цифровых схем и устройств, и высокая помехоустойчивость благодаря малому сопротивлению между выходом логического сигнала и шиной питания или земли. Эти преимущества КМОП схем были известны и понятны задолго до того, как удалось успешно решить значительно более сложные технологические проблемы производства КМОП ИС.

## **5.2 Особенности проектирования КМОП схем с технологической нормой более 0,25 мкм**

Главный принцип КМОП технологии состоит в том, чтобы выполнить на одном кристалле как *n*-, так и *p*-канальные МОП транзисторы, поэтому на поверхности пластины требуется иметь области как *p*-, так и *n*-типа. Если ИС изготавливается на подложке *n*-типа и ее *p*-канальные транзисторы изготавливаются непосредственно в подложке, то для изготовления *n*-канальных МОП транзисторов в местах их расположения необходимо сформировать диффузионные области *p*-типа (сделать так называемые карманы *p*-типа). КМОП ИС можно также делать на пластинах *p*-типа, формируя в них карманы *n*-типа. Сечение пары КМОП транзисторов на подложке с карманами *n*-типа показано на рисунке 5.2.

Оба конструктивных варианта КМОП схем – с карманами *n*- и *p*-типа – имеют свои достоинства и недостатки, поэтому ни один из них пока не завоевал однозначного преимущества при производстве КМОП схем. Например, при проектировании следует учитывать, что изготавливаемый в кармане транзистор делается в компенсированном кремнии, в котором из-за более высокой полной примесной концентрации падение подвижности носителей оказывается больше, чем в приборах, изготовленных непосредственно в подложке.

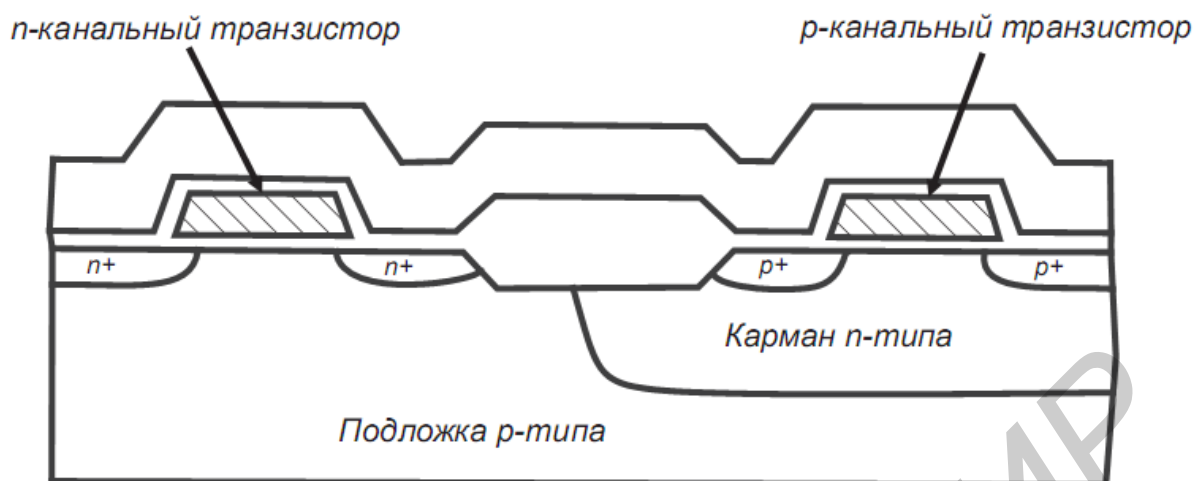


Рисунок 5.2 – Сечение запоминающего КМОП элемента с карманом n-типа

Желательно, чтобы выходные управляющие токи n-канальных и p-канальных МОП транзисторов были примерно равны, поэтому с данной точки зрения предпочтительнее структура с карманами p-типа, т. к. подвижность электронов выше подвижности дырок. Однако это различие в подвижности можно скомпенсировать, изменив ширину канала транзистора, т. к. из других соображений более предпочтительной может оказаться структура с карманами n-типа. Особенно это важно, если значительная часть логических схем (для адресации, чтения и записи), располагаемых на периферии КМОП ИС памяти, строится на n-канальных транзисторах. Именно по этим соображениям, например, выбраны карманы n-типа для КМОП структуры, показанной на рисунке 5.2.

Чтобы обеспечить оптимальные характеристики КМОП схем, пороговые напряжения МОП транзисторов обоих типов проводимости должны быть антисимметричны (т. е.  $V_{mp} = -V_{mn}$ ). Применение ионного легирования для подгонки пороговых напряжений позволило решить эту задачу на практике. Дальнейшие замечания относительно КМОП технологии будут приведены после обсуждения некоторых соображений по проектированию приборов и схем при создании КМОП ИС.

В любой КМОП технологии по крайней мере один тип МОП транзисторов делается в карманах, поэтому две области объемного заряда – одна, связанная с переходами исток – карман и сток – карман, другая, связанная с переходами карман – подложка, – могут смыкаться друг с другом и вызывать сквозное обеднение по вертикали. В качестве конкретного примера рассмотрим КМОП технологию с карманами n-типа, для которой исток p-канального МОП транзистора и карман электрически соединены с положительным полюсом источника питания. Подложка ИС находится при потенциале земли. Поэтому в области кармана эти две обедненные области распространяются навстречу друг другу. Падение потенциала на переходе исток – карман равно всего лишь

контактной разности потенциалов перехода  $\varphi_k$ , тогда как на переход карман – подложка дополнительно действует напряжение смещения  $U_c$ . Чтобы избежать отбора больших токов из истоковой области, соответствующая нейтральная область (а следовательно, и глубина кармана n-типа) должна быть достаточных размеров, исключающих сквозное обеднение между истоком и подложкой. Однако эта глубина не должна быть и слишком большой, т. к. горизонтальная диффузия примеси n-типа на стадии разгонки примеси вызывает непроизводительное расходование ценной площади схемного кристалла ИС. Концентрацию примеси n-типа в кармане можно увеличить и тем самым уменьшить ширину обедненных областей и избежать сквозного обеднения, однако это приведет к уменьшению подвижности носителей в канале и увеличению паразитной емкости стока. Следствием станет снижение быстродействия при переключении схемы. Для оптимального проектирования конструкции и технологии изготовления КМОП схемы необходимо тщательно подобрать и сбалансировать все эти факторы.

### 5.3 Паразитные транзисторные структуры

В КМОП БИС паразитные МОП транзисторы могут быть сформированы между активными МОП транзисторами разных типов проводимости. Паразитные структуры такого типа представлены на рисунке 5.3. В этом случае исток паразитного p-МОП транзистора образован p<sup>+</sup>-областью активного p-МОП транзистора, а его сток – p-карманом активного n-МОП транзистора. Исток паразитного n-МОП транзистора образован n<sup>+</sup>-областью активного n-МОП транзистора, а его сток – n-подложкой схемы. Затворы паразитных транзисторов образованы металлизированным либо поликремниевым межсоединением на изолирующем окисле SiO<sub>2</sub> между активными p-МОП транзисторами. Поскольку концентрации примесей в областях таких паразитных транзисторов существенно различаются, такие структуры являются ассиметричными. Влияние таких структур проявляется в образовании каналов проводимости между областями активных p- и n-МОП транзисторов. Так, полагая, что на n-подложку подано напряжение высокого уровня  $\sim U_c$ , а p-карман – нулевой потенциал, паразитный p-МОП транзистор будет способствовать передаче нулевого потенциала на p-область активного p-МОП транзистора, а паразитный n-МОП транзистор – потенциала  $\sim U_c$  на n<sup>+</sup>-область активного n-МОП транзистора. Полагая, что p<sup>+</sup>- и n<sup>+</sup>-области являются стоками p- и n-МОП транзисторов логического элемента (ЛЭ), такие каналы при включении активных транзисторов будут изменять уровни напряжений на активных транзисторах, что будет эквивалентно потере логического состояния ЛЭ и отказу БИС в целом. Помимо функционального отказа, этот тип паразитной структуры будет проявляться в большом статическом токе потребления стока.

Поскольку данные паразитные структуры практически устранить нельзя, основными методами ослабления их величины является повышение пороговых напряжений n-МОП и p-МОП транзисторов до уровня, значительно

превышающего максимально допустимые уровни напряжении в БИС. Это достигается увеличением толщины изолирующего окисла и повышением концентрации примесей  $p^+$ -типа в карман и  $n^+$ -типа в область под изолирующим окислом.

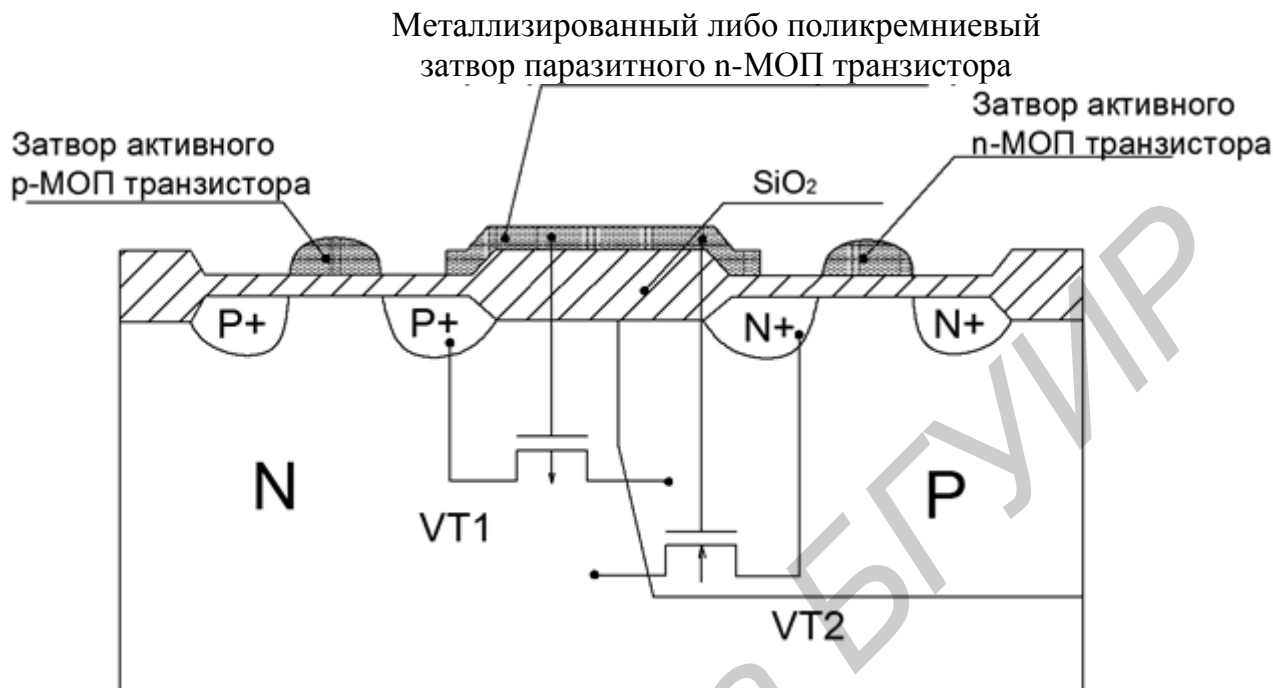


Рисунок 5.3 – Структура паразитного МОП транзистора

Наличие в КМОП схемах  $n$ - и  $p$ -канальных МОП транзисторов обуславливает появление в структуре двух типов паразитных биполярных транзисторов  $p$ - $n$ - $p$  и  $n$ - $p$ - $n$  (см. рисунок 5.3). Биполярный транзистор  $p$ - $n$ - $p$  типа образован  $p^+$ -областью (исток  $p$ -канального МОП транзистора),  $n^-$ -областью (база – подложка КМОП схемы) и  $p^-$ -областью (коллектор – карман КМОП схемы), а вертикальный  $n$ - $p$ - $n$ -транзистор образован  $n^+$ -областью (эмиттер – исток  $n$ -канального транзистора),  $p^-$ -областью (база – карман КМОП схемы) и  $n^-$ -областью (коллектор – подложка КМОП схемы). Видно, что эти транзисторы соединены друг с другом по схеме: база  $n$ - $p$ - $n$ -транзистора соединена с коллектором  $p$ - $n$ - $p$ -транзистора, а база  $p$ - $n$ - $p$ -транзистора с коллектором  $n$ - $p$ - $n$ -транзистора. Транзисторы образуют общий коллекторный переход. Следовательно, получится одна из разновидностей схем с положительной обратной связью – тиристорная структура. И если в какой-то момент времени по входу (выходу) работающей схемы приложить напряжение, превышающее значение напряжения питания ( $+U_c$ ) или меньшее, чем на общей шине  $-U_c$ , то в результате регенеративного срабатывания биполярных структур между источником питания и общим выводом образуется фиксированная низкоомная проводимая нить, приводящая к резкому скачку тока потребления. При этом микросхема не реагирует на управляющее воздействие (не выполняет систему команд), даже если дестабилизирующие факторы, вызывающие перевод

микросхемы в этот режим, устранены. Такое состояние КМОП схем называется защелкиванием. Особенно важно избегать защелкивания в КМОП структурах с малыми геометрическими размерами элементов.

#### 5.4 Защелкивание КМОП структур

Серьезная проблема проектирования КМОП схем заключается в том, чтобы избежать состояния, называемого *защелкиванием*. В этом состоянии в результате регенеративного срабатывания биполярных транзисторных структур между источником питания и землей схемы образуется фиксированная низкоомная проводящая цепь. Особенно важно избегать защелкивания в КМОП структурах с малыми геометрическими размерами элементов, предназначенных для создания СБИС с высокой плотностью упаковки.

Чтобы объяснить суть явления защелкивания, рассмотрим КМОП структуру с карманами р-типа (рисунок 5.4). На сечения отдельных МОП транзисторов этой структуры наложены схемные изображения нежелательных, или паразитных, биполярных п-р-п- и р-п-р-транзисторов. Эти транзисторы соединены друг с другом по перекрестной схеме так, что у них получается общий коллекторный переход. Из результирующей эквивалентной схемы биполярной структуры на рисунке 5.4 видно, что в активном режиме смещения коллектор р-п-р-транзистора питает своим током базу п-р-п-транзистора, а коллектор п-р-п-транзистора – базу р-п-р-транзистора. Если эти биполярные транзисторы обладают хотя бы умеренными коэффициентами усиления по току, то в такой схеме включения оба они легко могут попасть в режим насыщения.

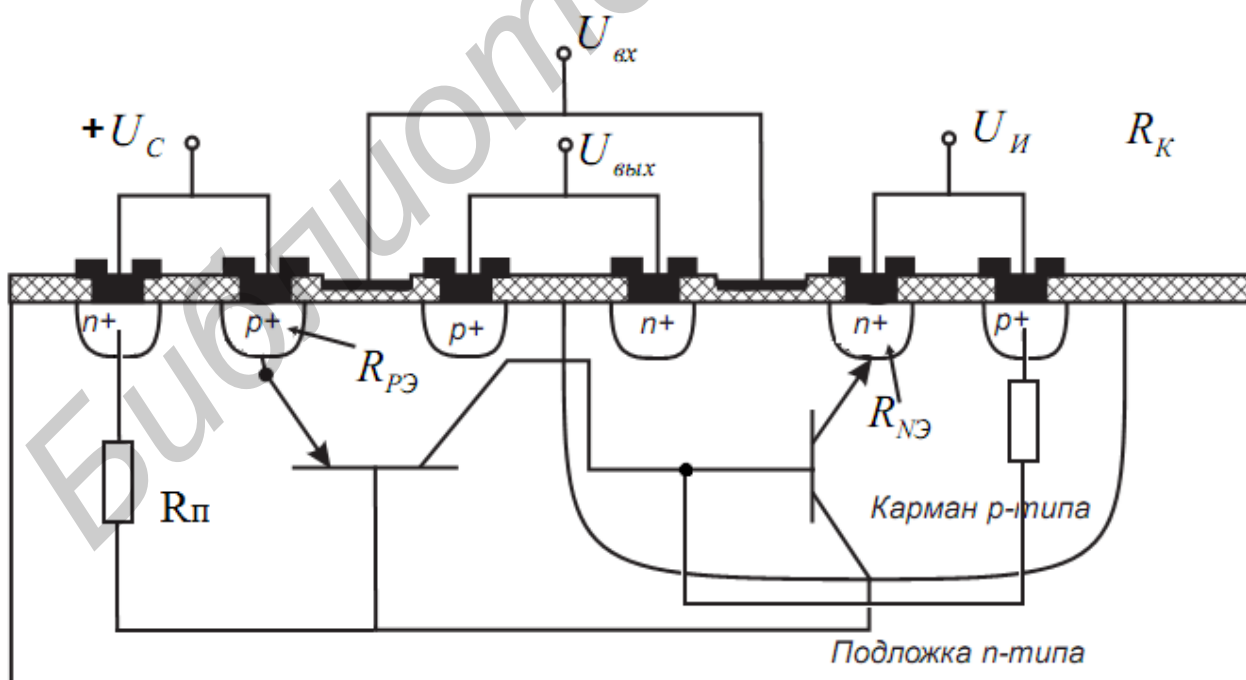


Рисунок 5.4 – Сечение КМОП инвертора с карманом р-типа

Паразитные биполярные p-n-p- и n-p-n-транзисторы показаны на рисунке вместе с соответствующими им подложечным резистором  $R_{п}$  и резистором кармана  $R_{к}$ .

В нормальных режимах работы КМОП схем эмиттерные переходы обоих биполярных транзисторов смещены в обратном направлении, так что защелкивание КМОП структур при этом невозможно. Для удачно спроектированной схемы может оказаться, что защелкивание невозможно ни в одном из возможных режимов ее работы. Чтобы понять, как в схеме может произойти защелкивание, обратимся к рисунку 5.5, где воспроизведена пара биполярных транзисторов с перекрестными связями, а параллельно их коллекторным переходам подключены еще два схемных элемента – конденсатор (карман-подложка)  $C_{кп}$  и источник тока  $I_0$ . Емкость конденсатора  $C_{кп}$  значительно больше емкостей типовых коллекторных переходов транзисторов, т. к. этот конденсатор соответствует емкости перехода большой площади между карманом p-типа и подложкой ИС. В обычном режиме источник тока  $I_0$  моделирует только утечку перехода, поэтому его ток очень мал. Однако существует несколько механизмов, способных значительно увеличить ток  $I_0$ .

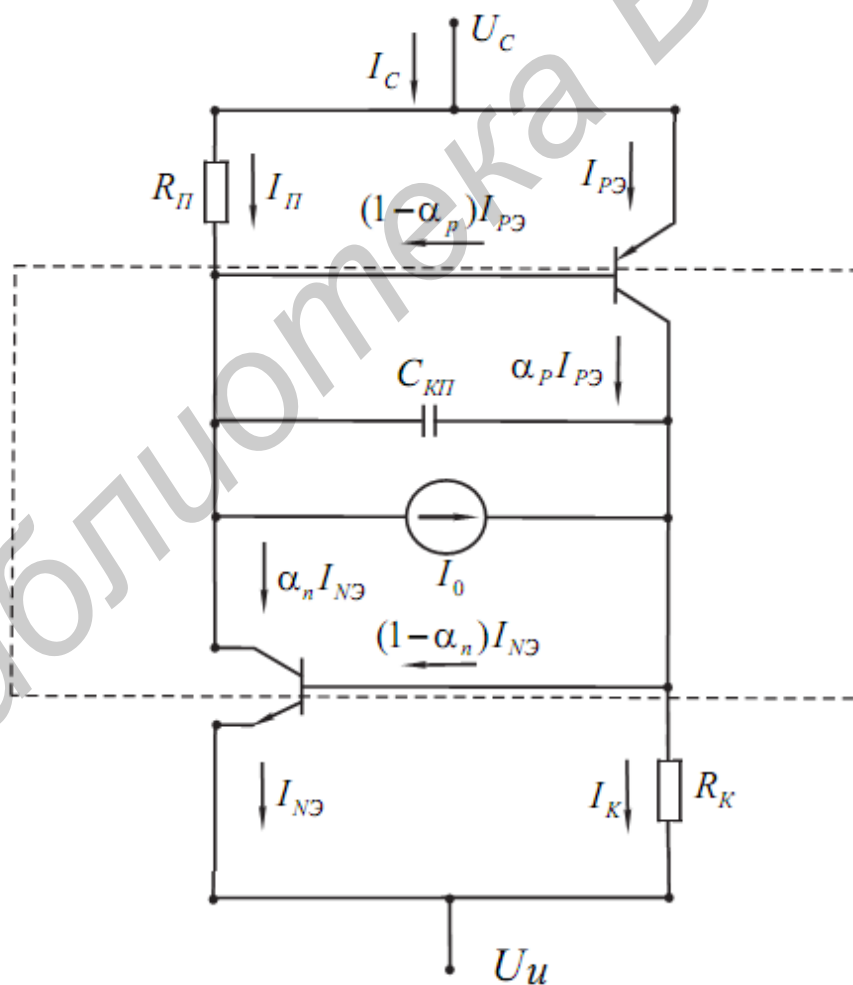


Рисунок 5.5 – Эквивалентная схема, моделирующая эффект защелкивания в КМОП структуре

В число возможных источников дополнительного тока через  $C_{кп}$  входят:

1. Облучение областей рентгеновским или гамма-излучением (энергия  $\alpha$ -излучения недостаточна для включения тиристора).

2. Инжекция неосновных носителей. Если в процессе работы БИС через эквивалентные сопротивления  $R_{п}R_{к}$  протекает значительный ток, приводящий к вхождению одного из биполярных транзисторов тиристорной пары в режим насыщения, то какой-нибудь из эмиттеров начинает инжектировать носители, и тиристор включается. Аналогичный результат может иметь место и при включении питания  $U_c$  (в случае невысокой скорости нарастания напряжения) из-за влияния тока заряда емкости  $C_H$ , а также при пиковых увеличениях («бросках») напряжения  $U_c$ .

3. Инжекция из стоковых областей (управляющих электродов транзистора) в базовые области биполярных транзисторов. Этот эффект возможен при кратковременных пиковых превышениях выходного напряжения КМОП схемы на 0,7 В (больше напряжения  $U_c$ ) или на 0,7 В (ниже  $U_{и}$ ). Подобные броски выходных напряжений могут быть обусловлены как внешними импульсными помехами, так и паразитным влиянием емкости сток – затвор МОП транзисторов быстродействующих базовых КМОП схем.

Любой из этих источников тока может привести к включению одного или обоих биполярных транзисторов. Следовательно, защелкивание будет происходить, если пара биполярных транзисторов с перекрестными связями имеет достаточно высокое усиление, а источник питания  $U_c$  может отдавать достаточно большой ток.

Простое выражение, в котором усиление прибора связано с условиями, допускающими защелкивание, можно получить, упростив схему на рисунке 5.5. Для этого исключим из нее  $I_0$  и  $C_{кп}$  (рисунок 5.6). В таком режиме ток управления базой р-п-р-транзистора равен базовому току п-р-п-транзистора, умноженному на  $\beta_n$  и на коэффициент деления между входным сопротивлением базы р-п-р-транзистора и сопротивлением подложки  $R_n$ , включенным параллельно базе. Для малосигнального режима этот коэффициент равен  $\beta_n$

$R_n / (r_{пnp} + R_n)$ , где  $r_{пnp}$  – величина, обратная  $\delta S$ , а  $S = \frac{dI_k}{dU_{БЭ}}$  – крутизна,

$\delta = \frac{t_{np}}{\tau_n} \approx \frac{1}{\beta_N}$  – коэффициент потерь. Аналогичное выражение для управляющего

тока базы п-р-п-транзистора получается подстановкой вместо  $R_n$  сопротивления кармана  $R_k$ . Следовательно, полный коэффициент усиления по петле обратной связи  $K_{oc}$  для этой транзисторной пары с перекрестными связями равен

$$K_{oc} = \beta_n \frac{R_n}{r_{пnp} + R_n} \cdot \beta_p \frac{R_k}{r_{пpn} + R_n}. \quad (5.1)$$



В состоянии защелкивания коэффициент усиления по всей петле должен быть равен единице; и наоборот, защелкивание невозможно, если этот коэффициент меньше единицы. Этот простой расчет показывает, что в схемах, не подверженных защелкиванию, необходимо максимально уменьшать коэффициенты усиления биполярных транзисторов  $\beta_n$  и сопротивления  $R_n$  и  $R_k$ .

Уравнение (5.1) есть результат применения малосигнальной эквивалентной схемы биполярного транзистора и выражает условие, когда усиление схемы при переходном процессе достаточно для ее защелкивания. Если рассматривать статический случай и члены, связанные с действием резисторных делителей, не играют роли, то это уравнение можно упростить и записать в виде

$$\beta_n \cdot \beta_p = 1 \text{ или } \alpha_n \alpha_p / (1 - \alpha_n)(1 - \alpha_p) = 1, \quad (5.2)$$

а последнее соотношение можно свести к  $\alpha_n + \alpha_p = 1$ , что является условием переключения тиристора в низкоомное состояние. Таким образом, показано, что в КМОП структуре, которую можно промоделировать, как и тиристор, с помощью двух биполярных транзисторов при условии  $\alpha_n + \alpha_p = 1$ , образуется фиксированная низкоомная проводящая цепь. На этих основных принципах базируются практически все изученные на сегодняшний день способы проектирования КМОП схем, устойчивых к защелкиванию.

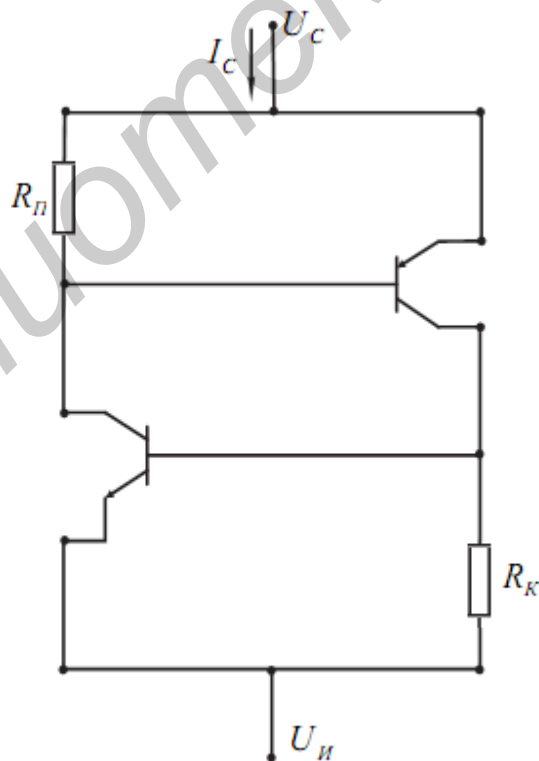
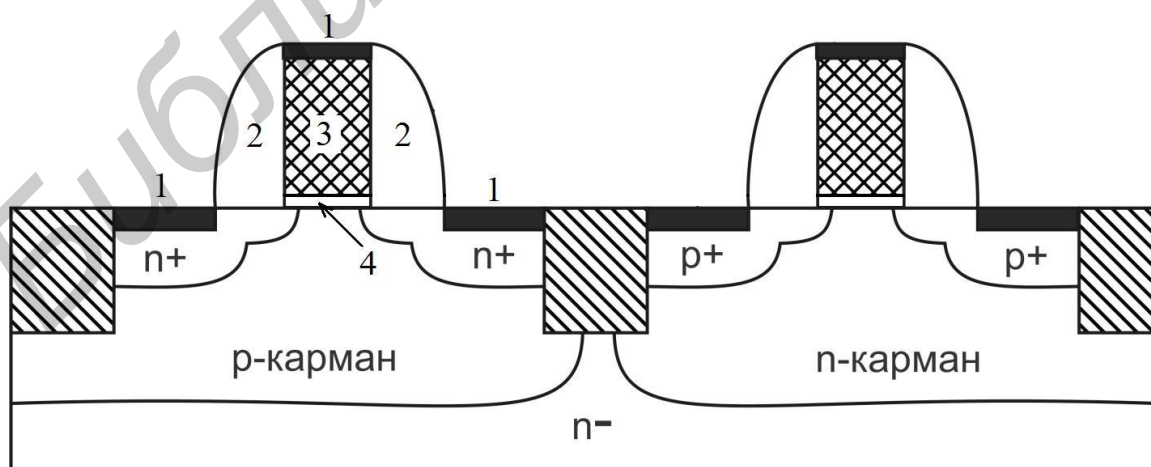


Рисунок 5.6 – Упрощенная модель для анализа коэффициентов усиления, требуемых для защелкивания КМОП структуры

Различают технологические, конструктивно-топологические и схмотехнологические меры по подавлению эффекта защелкивания. Из конструктивно-топологических мер следует указать следующие: необходимо размещать контакты карманов и подложек так, чтобы сопротивления  $R_n$  и  $R_x$  стали как можно меньше; следует уменьшать коэффициенты усиления по току продольного р-п-р-транзистора за счет увеличения ширины его базы; располагать действующие в качестве коллекторов области так, чтобы токи включения и удержания тиристора повышались; при необходимости вокруг критических областей располагать кольцевые зоны защиты; минимизировать емкости сток – затвор; применять кольцевые конструкции транзисторов со стоком, расположенным в центре.

К основным схмотехническим мерам можно отнести: применение специальных схем генераторов напряжений смещения подложки и изолирующих карманов, которые располагаются на кристаллах БИС; использование диодов Шоттки для предотвращения инжекций носителей заряда через стоковые р-п-переходы при выбросах выходного напряжения КМОП элементов; применение схем защиты входов и выходов, нечувствительных к тиристорному эффекту; включение на выходах и входах интегральных БИС диодов, имеющих пропускные напряжения ниже 0,7 В; обеспечение небольшой скорости нарастания напряжения  $U_C$  при включении (использование фильтрующих конденсаторов в цепи питания).

В настоящее время для создания карманов МОПТ разного типа проводимости используют фосфор и бор, с помощью которых формируют карманы на эпитаксиальных  $n^+$ -пленках (рисунок 5.7), стенки которых окисляют, а внутренность заполняют поликремнием. Эта технология стала доминирующей в транзисторах, выполненных по 0,25 микронной технологии и пришла на смену изоляции локальным окислением кремния (LOCOS). Это позволило минимизировать перекомпенсацию примеси в кармане и практически устранить эффект защелкивания.



1 – металлические элементы; 2 – спейсер; 3 – затвор (поликремний); 4 – подзатворный слой

Рисунок 5.7 – Комплементарная пара транзисторов, использованная в 0,25-микронном технологическом процессе

В заключение отметим, что структуры с затвором Шоттки без электрода стока или с объединенными электродами стока и истока используются в качестве планарных диодов Шоттки. В последнем случае за счет снижения сопротивления базы  $R_E = (R^{-1}_И + R^{-1}_C)^{-1}$  достигается минимальное значение постоянной времени  $R_B C$ , которая может составлять менее одной пикосекунды.

### 5.5 Потеря мощности в КМОП БИС

Фундаментальной проблемой при увеличении степени интеграции в КМОП БИС является проблема тепловыделения. Рассеиваемую мощность КМОП схем можно разделить на два вида – динамическую и статическую. Классификация источников рассеиваемой мощности представлена на рисунке 5.8.

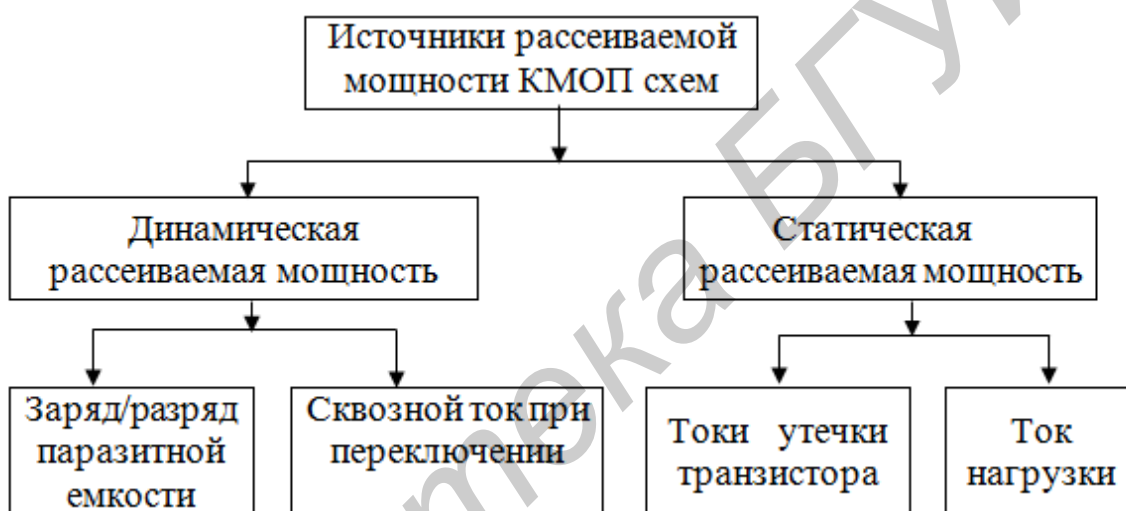


Рисунок 5.8 – Источники рассеиваемой мощности КМОП схем

По мере уменьшения проектно-технологической нормы изготовления КМОП схем соотношение между этими мощностями в общем объеме рассеиваемой мощности меняется (рисунок 5.9). Рассмотрим эти источники более подробно.

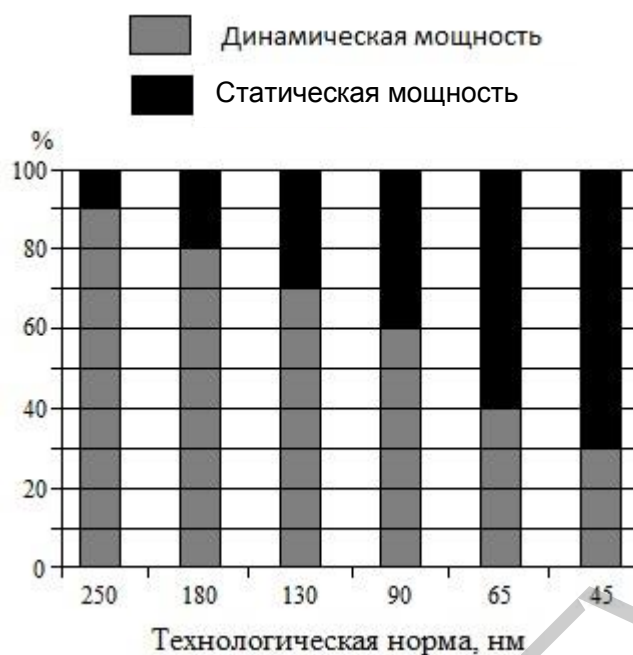


Рисунок 5.9 – Соотношение типов мощностей, рассеиваемых в КМОП схемах

### 5.5.1 Статическая рассеиваемая мощность

Статическая мощность в КМОП БИС рассеивается тогда, когда логический элемент находится в некотором фиксированном состоянии («0» или «1»), и ее величина определяется значением токов утечек канала МОП транзистора, обратных токов p-n-переходов и нагрузочных токов.

К статическому энергопотреблению относятся: подпороговые токи утечки из истока в сток за счет надбарьерного активационного переноса носителей между стоком и истоком; туннельные токи утечки через ультратонкий (~ 1 нм) подзатворный окисел; межзонные туннельные токи утечки через p-n-переход стока в подложку.

Наиболее важными механизмами токов утечек в современных транзисторах (рисунок 5.10) являются:

- ток обратносмещенного p-n-перехода стока  $I_1$ ;
- подпороговый ток  $I_2$ ;
- туннельный ток из затвора  $I_3$ ;
- ток затвора из-за инжекции горячих носителей  $I_4$ ;
- ток утечки стока, индуцированный затвором,  $I_5$ .

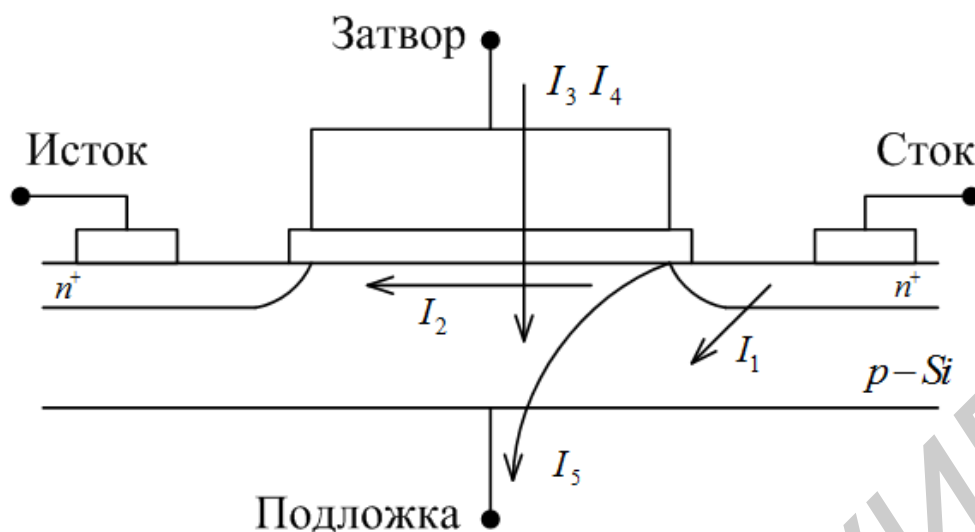


Рисунок 5.10 – Механизмы токов утечки в современных МОП транзисторах объемной технологии

Токи утечки  $I_2$ ,  $I_5$  – существенны только в закрытом состоянии,  $I_1$ ,  $I_3$  – играют важную роль и в закрытом, и в открытом состояниях. Ток  $I_4$  может присутствовать в закрытом состоянии, но наиболее характерен для открытого.

Роль различных механизмов утечки менялась по мере развития технологии. В технологиях с длиной канала 1 мкм преобладали токи обратносмещенного р-п-перехода, с длиной канала  $\sim 0,5$  мкм – подпороговые токи между стоком и истоком. Для технологий с технологической нормой менее 100 нм преобладает туннельный ток через тонкий подзатворный окисел.

Прямое туннелирование через прямоугольный барьер подзатворного окисла n-МОП транзистора соответствует переходу электронов из зоны проводимости (или из валентной зоны) кремния непосредственно в затвор. Этот ток существенен только для малых толщин подзатворных окислов ( $< 3-4$  нм), типичных для современных приборов. При такой толщине барьера туннельный ток заметен даже при малых электрических полях в окисле и малых смещениях на затворе.

При прямом туннелировании ток пропорционален вероятности туннелирования, которая определяется как

$$P \sim \exp\left(-\frac{d_{ок}}{\lambda}\right), \quad (5.3)$$

где  $\lambda$  – эффективная длина, характеризующая вероятность туннелирования.

При сильных электрических полях в окисле трапециевидный потенциальный барьер вырождается в треугольный, что приводит к увеличению вероятности туннелирования.

Такое происходит при электрических полях, больших некоторого критического поля  $E_{ок.кр}$ , при которых падение потенциала в окисле  $U_{ок}$  превосходит высоту барьера  $q\phi_B$  между зоной проводимости Si и SiO<sub>2</sub>.

Измеряемый ток Фаулера – Нордгейма невелик даже при очень больших полях ( $\sim 5-10^{-7}$  А/см<sup>2</sup> при поле 8 МВ/см). Поэтому в нормальном режиме работы транзисторов им можно всегда пренебрегать.

Если обе стороны р-п-перехода сток – подложка достаточно сильнолегированы, то при обратном смещении перехода создаются условия для прямого туннелирования между валентной зоной стока и зоной проводимости р-подложки (см. рисунок 5.10, ток  $I_1$ ). Выражение для плотности туннельного тока зона–зона имеет тот же вид, что и для тока туннельного пробоя р-п-перехода. Туннельный ток утечки через обратносмещенный р-п-переход стока ставит верхний предел легирования подложки  $\sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Подпороговый ток утечки обусловлен термоактивационным перебросом носителей из истока в сток (см. рисунок 5.10, ток  $I_2$ ).

Подпороговый ток утечки определяется как подпороговый ток транзистора при нулевом затворном напряжении. Выбор порогового напряжения обусловлен компромиссом между потреблением мощности и быстродействием. Для быстродействующих схем, где необходимо использование максимальных рабочих токов, порог выбирается на уровне 15–20 %  $U_c$ . Для маломощных схем, где важно минимизировать ток в закрытом состоянии, пороговое напряжение выбирается на уровне 40–50 %  $U_c$ .

Эффективная туннельная проницаемость подзатворного окисла сильно зависит от величины электрического поля в окисле. Наибольшее электрическое поле в окисле сосредоточено в области между затвором и стоком для случая, когда на сток подано большое напряжение  $U_{ск} \gg U_{пор}$ , близкое к напряжению питания  $U_c$ , а на затвор – близкое к нулю, поскольку в этой области максимальна разность потенциалов между двумя электродами.

Между затвором и стоком появляется большая (порядка напряжения питания  $U_c$ ) разность потенциалов и возникает сильное электрическое поле в окисле. Это приводит к тому, что в области перекрытия стока затвором реализуется режим глубокого обеднения. Если изгиб зон на поверхности  $q\phi_s$  превысит величину  $\sim 1,12$  эВ, равную ширине запрещенной зоны кремния, возникает режим инверсии и появляется возможность прямого туннелирования электронов из валентной зоны в зону проводимости (см. рисунок 5.10, ток  $I_5$ ).

Переход электронов из валентной зоны в зону проводимости означает генерацию электронно-дырочных пар. При этом электроны движутся к электроду стока, а дырки уходят в подложку.

Для приблизительной оценки величины мощности, рассеиваемой вследствие токов утечки, можно использовать следующее упрощенное выражение:

$$P_{pac} = U_c \cdot NK_d \cdot I_y, \quad (5.4)$$

где  $U_c$  – напряжение питания;

$N$  – число транзисторов;

$K_d$  – эмпирический коэффициент, учитывающий особенности применяемой технологии;

$I_y$  – суммарный ток утечки одного транзистора.

### 5.5.2 Динамическая рассеиваемая мощность

Динамическая рассеиваемая мощность возникает в момент переключения схемы из одного логического состояния в другое и определяется двумя основными источниками: сквозными токами, которые протекают через логический элемент в момент переключения, и токами заряда/разряда паразитных емкостей логических элементов. Следовательно, чем выше переключательная активность схемы, тем больше рассеиваемая мощность. При отсутствии переключений динамическая мощность равна нулю.

Большинство цифровых КМОП БИС не требуют использования конденсаторов для выполнения своих функций. Исключение составляют устройства динамической памяти, выборки – хранения, задержки сигналов. Конденсаторы в эквивалентной схеме КМОП элемента образуются за счет паразитных емкостей транзисторов и линий связи, поэтому паразитная емкость оказывает существенное влияние как на время задержки распространения сигнала, так и на величину рассеиваемой мощности.

Для приблизительной оценки величины рассеиваемой мощности представим инвертор эквивалентной емкости  $C_n$  (рисунок 5.11). Ее заряд и разряд происходит через резисторы  $R_p$  и  $R_n$ , параметры которых определяются сопротивлением открытого канала р-канального и n-канального транзисторов, соответственно.

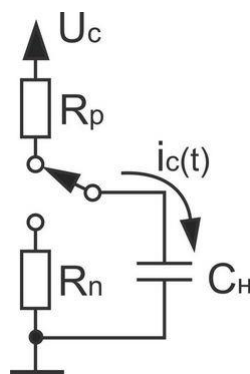


Рисунок 5.11 – Эквивалентная электрическая схема инвертора

Переключение элемента в состояние логической единицы соответствует заряду  $C_n$ , а в состояние логического нуля – разряду  $C_n$ . При заряде половина энергии, поступающей от источника питания, сохраняется на конденсаторе  $C_n$ , а другая половина рассеивается в виде тепла на резисторе  $R_p$ . При переключении инвертора в состояние логического нуля энергия, сохраненная на конденсаторе, будет рассеяна на резисторе  $R_n$ , а ее значение составит

$$E_n = E_p = \frac{1}{2} C_n U_c^2. \quad (5.5)$$

Если частота управляющего сигнала равна  $f$ , то рассеиваемую мощность можно вычислить из простого выражения:

$$P = \frac{1}{2} C_n U_c^2 f. \quad (5.6)$$

Вторым источником динамической рассеиваемой мощности КМОП схем является сквозной ток через логический элемент при его переключении  $i_c(t)$ .

Отметим особенности сквозного тока:

1. Сквозной ток протекает только в момент времени  $t$ , когда входное напряжение  $U_{вх} > U_{пор.n}$  и  $U_{вх} < U_{пор.p}$ , где  $U_{пор.n}$  и  $U_{пор.p}$  соответственно пороговые напряжения n- и p-канальных транзисторов. Следовательно, чем меньше разница между этими значениями, тем меньше сквозной ток.

2. Величина сквозного тока обратно пропорциональна емкости нагрузки  $C_n$ : при отсутствии емкости – значение тока максимально, при возрастании – ток уменьшается.

3. Величина сквозного тока прямо пропорциональна длительности фронтов входного сигнала, т. е. чем длиннее фронт, тем больше сквозной ток.

Для упрощения расчетов сквозной ток будем учитывать в виде дополнительной емкости  $C_{1/c}$ , которая размещается параллельно  $C_n$ . Значение этой емкости может быть найдено из простого выражения:

$$C_1 = \frac{t_{скв} I_s}{U_c}, \quad (5.7)$$

где  $U_c$  – напряжение питания;

$I_s$  – обратный ток насыщения транзисторов;

$t_{скв}$  – время протекания сквозного тока.

Это позволяет для оценки динамической мощности использовать вышеприведенное выражение.



Мощность рассеивания любого статического КМОП инвертора в режиме сквозного тока зависит как от величины емкости (тока) выходной нагрузки, так и от длительности фронтов (времени нарастания и спада) входных сигналов.

С увеличением тока нагрузки вклад составляющей мощности в режиме сквозного тока в общее значение потребляемой инвертором мощности уменьшается. Построение адекватной модели нагруженного инвертора является достаточно сложной задачей – на первом этапе ограничимся упрощенным случаем ненагруженного КМОП инвертора, представленного на рисунке 5.11. Опять же, для упрощения последующих выражений будем рассматривать симметричный инвертор (т. е.  $k_n = k_p$  и  $U_{пор, n} = U_{пор, p}$ , где  $k_n$  и  $k_p$  – удельные крутизны n- и p-канальных транзисторов соответственно (рисунок 5.12), на вход которого поступает сигнал, время нарастания которого равно времени спада, т. е.  $\tau_{нр} = \tau_{сп} = \tau$ . Входной сигнал также берем периодический с периодом  $T$ .

В течение интервала времени от  $t_1$  до  $t_2$  значение сквозного тока возрастает с 0 до  $I_{max}$ . Что касается n-МОП транзистора, то поскольку выполняется условие  $U_{си} > U_{зи} - U_{пор, n}$ , он будет находиться в состоянии насыщения. Тогда ток стока можно определить с помощью простой квадратичной формулы:

$$I = \frac{K}{2} (U_{зи} - U_{пор})^2, \quad (5.8)$$

которая справедлива во всем диапазоне тока  $0 \leq I \leq I_{max}$ .

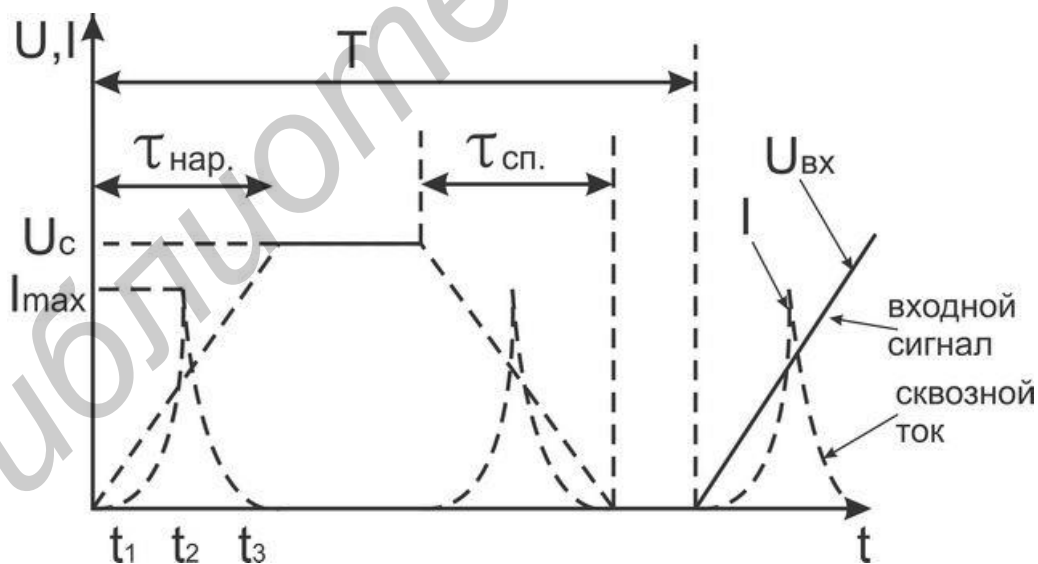


Рисунок 5.12 – Совмещенные эпюры входного сигнала и сквозного тока

В силу принятого нами допущения о симметрии инвертора этот ток будет достигать своего пика, когда  $U_{вх} = U_c / 2$  и его эпюра будет симметричной относительно вертикальной оси до момента времени  $t = t_2$ .

Величину среднего значения тока можно определить путем деления на значение параметра  $T$  результата интегрирования непрерывного тока от  $t=0$  до  $t=T$ :

$$I_{cp} = \frac{I}{T} \int_0^T I(t) dt = \frac{2}{T} \int_{t_1}^{1/2} \frac{K}{2} (U_{ex}(t) - U_{nop})^2 dt. \quad (5.9)$$

Интегрируя это выражение и допуская, что нарастающая и спадающая эпюры напряжения на входе изменяются по линейному закону, можно получить следующее простое выражение:

$$I_{cp} = \frac{1}{12} \frac{K}{U_{cu}} (U_{cu} - U_{nop})^3 \frac{\tau}{T}. \quad (5.10)$$

Таким образом, мощность рассеяния для «закороченной» схемы нагруженного инвертора можно определить из следующего выражения:

$$P_{pac} = \frac{U}{12} (U_{cu} - U_{nop})^3 \frac{\tau}{T}. \quad (5.11)$$

Из выражения (5.11) видно, что величина  $P_{pac}$  зависит от частоты переключения инвертора ( $1/T$ ), используемого уровня напряжения питания и длительности времени нарастания и спада входного сигнала. Из анализа последних приведенных выше выражений следует важный вывод – если входной и выходной сигналы имеют одинаковые времена спада и нарастания, то мощность рассеяния для такой «закороченной» схемы невелика. Однако если инвертор немного «нагрузить», что вызовет более короткое значение времени нарастания и спада выходного сигнала, чем время нарастания и спада входного сигнала, мощность рассеяния такой схемы возрастает и становится сравнимой с динамической мощностью рассеяния. Поэтому для минимизации мощности рассеяния КМОП инвертор следует проектировать таким образом, чтобы времена спада и нарастания входного сигнала были приблизительно равны временам нарастания и спада выходного сигнала.

### 5.5.3 Рассеивание мощности в динамических КМОП БИС

В отличие от статических КМОП БИС, в динамических схемах во время переключения элементов БИС происходит перераспределение сетевого заряда, запасенного на всех емкостях узла. Переходные токи протекают от одного «плавающего» узла схемы в другой через открытые МОП транзисторы и, конечно, при этом рассеивается мощность. Рассмотрим пример схемы на рисунке 5.13. На стадии включения узел  $U_0$  разряжается от значения  $U_c$  до уровня  $U_c - \Delta U$ . Во время стадии переключения заряд снова заряжается от

$U_c - \Delta U$  до  $U_c$ . Разряд узла  $V_0$  происходит как результат заряда, разделенного с узлом  $V_{int}$ , через открытый МОП транзистор (через вход А). Оба узла  $U_0$  и  $U_m$  являются «плавающими» из-за отсутствия прямого проводящего тракта на вывод земли или  $U_c$ .

Допуская, что  $U_m \leq U_c - U_n$  (так, что для МОП транзистора со входом А инвертора обеспечивается проводящее состояние) будем иметь

$$U_{cm} - \Delta U - U_m.$$

Так как в начале стадии включения конденсатор  $C_m$  равен заряду, отдаваемому  $C_n$ :

$$C_m(U_c - \Delta U) = C_n \Delta U, \quad (5.12)$$

будет справедливо следующее выражение:

$$\Delta U = \frac{C_m}{C_n + C_m} \cdot U_c. \quad (5.13)$$

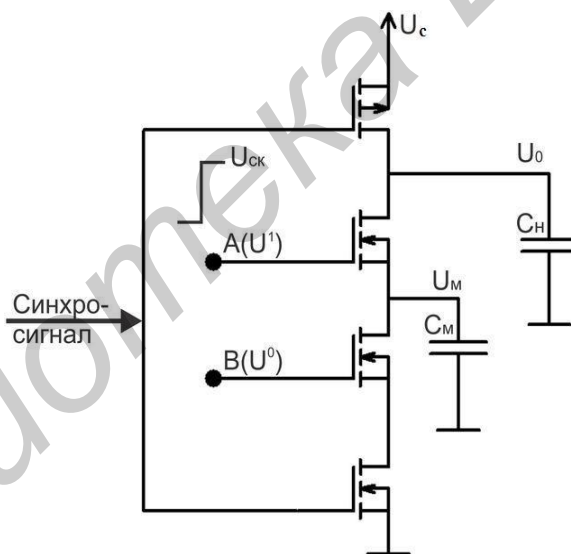


Рисунок 5.13 – Разделение накопительного заряда в динамических МОП БИС

Энергия  $E_{101}$ , передаваемая во время полного цикла переключения инвертора из «1» в «0» и обратно, определяется выражением

$$E_{101} = U_c Q = U_c C_n \Delta V = \frac{C_n C_m}{C_n + C_m} U_c^2. \quad (5.14)$$

Отдельно рассмотрим важные для практического применения особенности учета влияния емкости нагрузки на величину динамической мощности рассеивания. Как можно видеть из (5.14), величина рассеяния мощности КМОП

инвертором прямо пропорциональна емкости нагрузки. Кроме мощных инверторов, которые обычно являются встроенными на кристалле выходными буферами, предназначенными для управления функциями входа и выхода кристалла, а также для передачи сигнала через межсоединения БИС на оборудование нагрузочных печатных плат, все вентили БИС внутри кристалла только управляют другими такими же вентилями посредством внутрикристалльных соединений. Емкость нагрузки такого базового вентиля включает ряд паразитных компонент.

Обычно в схемотехнических расчетах общая емкость нагрузки моделируется как параллельная комбинация четырех емкостей: затвора  $C_z$ , перекрытия  $C_n$ , межсоединения  $C_m$  и диффузионной емкости  $C_{диф}$ . Емкость затвора является самой большой из четырех компонент. В свою очередь она эквивалентна трем конденсаторам, включенным параллельно: «затвор – сток/исток» и «затвор – подложка».

Поскольку значение емкостей существенно влияет на величину рассеиваемой инвертором мощности, рассмотрим кратко особенности емкости перекрытия, межсоединений и диффузионной емкости.

Емкость перекрытия образуется из-за нежелательного бокового ухода примеси стока и истока в область канала непосредственно под затвором (рисунок 5.14). Емкость перекрытия «затвор – сток» предыдущего инвертора управления должна учитываться в дополнение к последующему нагрузочному инвертору. Из-за известного эффекта Миллера емкости перекрытия «затвор – сток» управляющего инвертора имеют большие значения, чем у инвертора нагрузки аналогичной площади. Емкости перекрытия «затвор – сток» МОП транзисторов для инвертора управления имеют вид:

$$C_{zc} = 2C_0 \cdot d \cdot W, \quad (5.15)$$

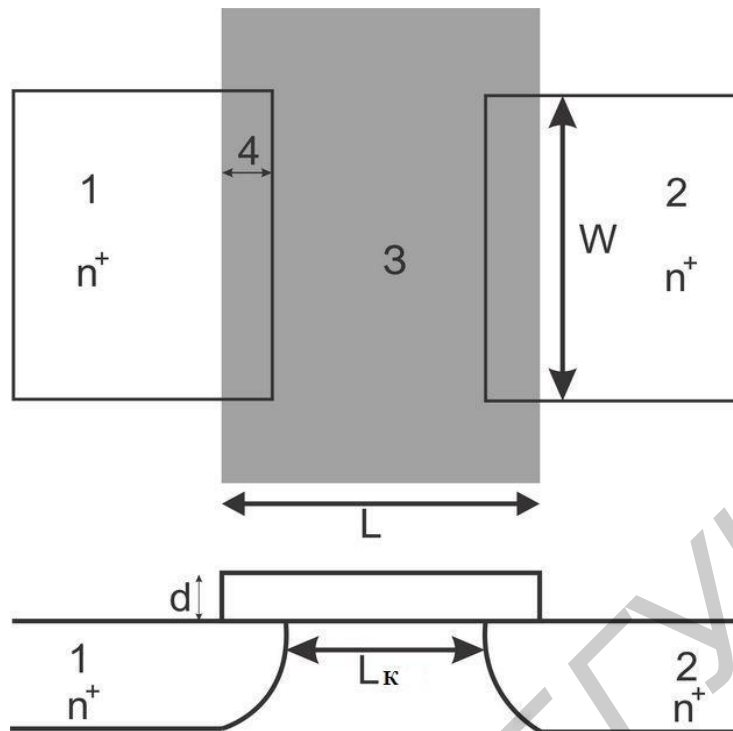
где  $C_0$  – удельная емкость затвора;

$d$  – ширина подзатворного диэлектрика;

$W$  – сумма ширины каналов n-МОП и p-МОП транзисторов.

Емкости «затвор – исток/сток» в МОП транзисторах в нагрузочном инверторе обычно задаются как

$$C_{zu(c)} = C_0 d W. \quad (5.16)$$



1 – исток; 2 – сток; 3 – поликремниевый затвор; 4 – перекрытие объема затвора  
Рисунок 5.14 – Емкости перекрытия полевого МОП транзистора

Суммарная емкость перекрытия является суммой всех вышеуказанных. «Общая» диффузионная емкость КМОП инвертора, представляющая собой сумму диффузионных емкостей МОП транзистора, в свою очередь состоит из двух компонентов: емкости области «донной» части и емкости «боковой» части.

Выражение для оценки величины емкости «боковой» части учитывает вклад каждой из четырех боковых стенок и может быть записано в следующем виде:

$$C_{sw} = WC_1 + (W + 2L)C_2, \quad (5.17)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  – это емкости сторон затвора и изоляции на единицу ширины затвора, причем  $C_2$  зависит от типа изоляции и имеет высокое значение для LOCOS и очень низкое для изоляции неглубокой канавкой (STI).

Что касается емкости металлизации межсоединений современных БИС, то привести какое-то одно выражение или формулу для его оценки, конечно, нельзя ввиду чрезвычайной сложности задачи и многообразия конкретных изделий. Так как проектные нормы продолжают непрерывно уменьшаться, соответственно уменьшается ширина металлизации и промежутки между соединениями. Малая толщина окисла, уменьшение толщины пластин, усиление емкостных связей между металлом и подложкой, эффекты краевого поля и связи между соседними проводниками – далеко не полный перечень проблем в этой области.

Взаимная емкостная связь между проводниками межсоединений и между каждым проводником и подложкой кристалла носит сложный характер. В то время как емкость взаимной связи проводников снижается при уменьшении проектных норм, вторая компонента емкости линейно увеличивается. В результате суммарная величина емкости межсоединений вначале снижается при ужесточении проектных норм, а затем падает. Тем не менее современные пакеты программного обеспечения САПР БИС позволяют достаточно точно учитывать все эти эффекты при конструировании конкретных БИС.

#### 5.5.4 Основные методы минимизации энергопотребления КМОП схем

Для не субмикронных КМОП технологий львиную долю рассеиваемой мощности составляет динамическая, которая определяется током заряда – разряда паразитной емкости узла и сквозным током от источника питания к общему проводу в момент изменения логического уровня.

Не существует универсального решения минимизации потребления энергии, которая была бы применима во всех возможных ситуациях. Поэтому необходимо учитывать особенности проектируемого устройства (такие как быстродействие, затраты на реализацию, надежность, тестируемость, ремонтпригодность и т. п.) для подбора методов и средств минимизации потребления энергии.

На рисунке 5.15 представлена обобщенная классификация основных используемых методов минимизации энергопотребления.



Рисунок 5.15 – Классификация основных методов минимизации потребления энергии при проектировании КМОП БИС

#### 5.5.5 Физические и конструктивно-технологические ограничения при проектировании маломощных МОПТ схем

В таблице 5.1 приведены физические факторы, ограничивающие масштабирование ряда параметров МОП транзисторов.

Таблица 5.1– Физические ограничения масштабирования МОПТ

Параметр	Физическое ограничение
Минимальная величина одного элемента	Статистические флуктуации легирования подложки, космические лучи и радиоактивность, конечная ширина р-п-перехода
Минимальное напряжение питания 0,025 В	Тепловой потенциал $kT/q$
Минимальная плотность тока $10^{-6}$ А/см <sup>2</sup>	Дискретность заряда электрона, флуктуации встроенного заряда
Минимальная мощность $10^{-12}$ Вт/элемент при $f=1$ кГц	Шумы, тепловая энергия, диэлектрическая постоянная
Предельное быстродействие 0,03 нс	Скорость света
Минимальная толщина подзатворного диэлектрика	Туннельные токи через диэлектрик
Максимальное напряжение питания	Пробой подзатворного диэлектрика, смыкания областей истока и стока
Максимальное легирование подложки	Туннельный пробой р-п-перехода стока
Максимальная плотность тока	Электромиграция, падения напряжения на паразитных сопротивлениях контактов
Максимальная мощность	Теплопроводность подложки и компонентов схемы
Количество элементов на кристалл $10^9$	Совокупность всех ранее перечисленных ограничений

Квантовый теоретический предел на нижнюю границу мощности информационного сигнала проистекает из фундаментального принципа неопределенности Гейзенберга. Применительно к микроэлектронике его можно переформулировать следующим образом: для того чтобы иметь возможность измерить энергию (мощность) переключения с временем продолжительностью  $\Delta t$ , величина энергии должна быть больше, чем соотношение  $h/\Delta t$ , а именно

$$P \geq \frac{h}{(\Delta t)^2}, \quad (5.18)$$

где  $h$  – постоянная Планка.

Фундаментальный предел на основе электромагнитной теории в нашем случае приводит к ограничению скорости распространения высокочастотного импульса по межсоединению до его величины, меньшей чем скорость света в свободном пространстве ( $C_0$ ):

$$\frac{L}{\tau} < C_0, \quad (5.19)$$

где  $L$  – длина критического межсоединения БИС;

$\tau$  – время передачи сигнала по этому межсоединению.

Если говорить о материалах и их предельных свойствах, то можно отметить основные характеристики полупроводникового материала, которые определяют свойства созданного прибора: подвижность носителей ( $\mu$ ), скорость насыщения носителей ( $V_s$ ), напряженность электрического поля самоионизации ( $E_c$ ) и теплопроводность ( $\lambda$ ).

Еще одной причиной, мешающей дальнейшему уменьшению размеров транзисторов, является квантовомеханическая природа инверсионного слоя, которая не позволяет электронам располагаться непосредственно у поверхности кремния. Максимум пространственного распределения электронов находится на расстоянии 1 нм от поверхности. Это увеличивает эффективную толщину окисла примерно на 0,3 нм. Кроме того, вследствие ограниченной концентрации примеси в поликремниевом затворе в нем наступает режим обеднения, из-за которого увеличивается эффективная толщина подзатворного слоя диэлектрика. Общее увеличение эффективной толщины составляет около 0,7 нм, что уменьшает ток стока и нагрузочную способность транзистора.

Теоретический расчет предельного значения энергии переключения  $P$  и времени переключения  $t$  с учетом предельных параметров полупроводниковых материалов, которые не зависят от структуры и геометрии приборов, в конкретном практическом приложении дал величину отношения  $P/t$  для кремния 0,21 Вт/нс, а для арсенида галлия – 0,69 Вт/нс. Это показывает, что в то время, как GaAs имеет преимущество по быстродействию по сравнению с кремнием, он должен отводить тепла в три раза больше при том же времени переключения.

И наконец, фундаментальное ограничение (по материалу межсоединений) проистекает из соображений конечной скорости света ( $c_0$ ). Время распространения сигнала через межсоединение длиной  $L$  материала с относительной диэлектрической постоянной  $\varepsilon$  должно удовлетворять очевидному соотношению:

$$t_d \geq \frac{L}{c_0 / \sqrt{\varepsilon}} . \quad (5.20)$$

На уровне приборно-технологического представления межсоединения БИС могут моделироваться как каноническая распределенная сеть «сопротивление – емкость». Когда такая сеть управляется идеальным источником напряжения, который формирует функцию одиночной ступеньки, то 90 % времени переключения сети характеризуется выражением

$$\tau = RC = R_s C_s L^2, \quad (5.21)$$

где  $R_s$  – поверхностное сопротивление проводника, в омах на квадрат;  
 $C_s$  – поверхностная емкость, Ф/см<sup>2</sup>;  
 $L$  – длина межсоединения.



Это выражение характеризует ограничение минимального времени отклика межсоединения при заданной длине.

Немаловажной проблемой являются межсоединения. При технологии 0,25 мкм только 20 % задержек в БИС определяются затворами МОПТ, а 80 % – межсоединениями (таблица 5.2). Для технологии 0,18 мкм задержка даже в медных линиях связи сравнялась с задержкой в вентилях.

Таблица 5.2 – Задержки в транзисторе и линиях межсоединений интегральных микросхем

Технология	Задержка в транзисторе, пс	Задержка в линии межсоединений, $L_{int}=1$ мм
1,0 мкм (Al,SiO <sub>2</sub> )	≈20	≈1
100 нм (Cu)	≈5	≈30
35 нм (Cu)	≈2,5	≈250

В последние годы масштабирование, или увеличение плотности размещения элементов микросхем, решили определять по шагу затвора МОПТ. К 2024 году, согласно ITRS, он должен составить 15 нм (таблица 5.3).

Таблица 5.3 – Изменение характеристик МОПТ в соответствии с ITRS

Параметр	Годы			
	2015	2018	2020	2024
Шаг затвора, нм	42	30	24	15
Длина затвора $L_z$ , нм	17	13	13	7
Размер контактов истока и стока, нм	13	9	7	4
Сопротивление исток/сток открытого МОПТ, мОм	140	130	120	110
Напряжение питания, В	0,81	0,73	0,68	0,6
Пороговое напряжение, В	0,21	0,21	0,22	0,23
Ток стока в режиме насыщения, мкА/мкм	3000	2720	2733	2812
Емкость затвора, фФ/мкм	0,5	0,42	0,37	0,28
Поверхностная концентрация носителей заряда в канале, $10^{12}$ см <sup>-2</sup>	7,3	7,1	6,4	5,1
Эффективная скорость дрейфа носителей заряда, $10^5$ мс <sup>-1</sup>	2,6	2,3	2,6	3,5

## Контрольные вопросы

1. Почему КМОП схемы потребляют малую мощность?
2. В чем заключается эффект защелкивания в КМОП схемах, изготавливаемых по технологическим нормам более 0,25 мкм?
3. Как в современных приборах устраняют эффект защелкивания?
4. Какие вы знаете источники рассеиваемой мощности в КМОП схемах?
5. Какие механизмы токопереноса ответственны за статическое энергопотребление КМОП схем?
6. Какие механизмы токопереноса ответственны за динамическое энергопотребление КМОП схем?
7. Как меняется соотношение между статической и динамической мощностями рассеивания по мере уменьшения проектно-технологических норм?
8. Какие физические ограничения существуют при проектировании маломощных КМОП ИМС?
9. Какие конструктивно-технологические ограничения существуют при проектировании маломощных КМОП ИМС?

## ГЛАВА 6 ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР С ЗАТВОРОМ ШОТТКИ (ПТШ)

### 6.1 Пороговое напряжение

Для интенсивно развивающейся интегральной электроники технологичность – одна из определяющих характеристик прибора. В этом аспекте полевые КТ с управляющим р-n-переходом заметно уступают ПТШ.

В настоящее время технология изготовления ПТШ использует арсенид галлия.

Важнейшим свойством GaAs является высокая подвижность электронов в слабых полях (в 6 раз выше, чем в кремнии), связанная с малой эффективной массой. В чистом материале основным механизмом рассеяния является рассеяние на полярных оптических фононах. При охлаждении до 77 К подвижность ограничивается рассеянием на фоновых примесях и достигает  $(80...250) 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .

Важным преимуществом является значительная ширина запрещенной зоны. Собственная концентрация носителей заряда весьма мала ( $\sim 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$  при  $T = 300 \text{ К}$ ), что позволяет получить материал с высоким удельным сопротивлением (полуизолирующий  $i^*$  – GaAs). Подложки GaAs с удельным сопротивлением  $\rho = (10^7...10^9) \text{ Ом} \cdot \text{см}$  обладают прекрасными диэлектрическими свойствами вплоть до частот в несколько сот гигагерц.

Высокая подвижность электронов позволяет создавать на основе GaAs электронные приборы чрезвычайно высокого быстродействия, причем диэлектрическая подложка обеспечивает малые паразитные емкости в ИМС. Значительная ширина запрещенной зоны позволяет расширить температурный диапазон работы ИМС. Прямой характер межзонных переходов приводит к резкому снижению времени жизни избыточных носителей заряда. В сочетании с большой шириной запрещенной зоны это свойство GaAs повышает радиационную стойкость ИМС на его основе.

В полевых транзисторах с затвором Шоттки канал представляет собой электронейтральную область, в которой положительный заряд доноров компенсирован зарядом основных носителей (электронов). Модуляция проводимости канала осуществляется за счет изменения толщины канала, которая обычно много больше дебаевской длины экранирования. Канал отделен от поверхности слоем области пространственного заряда (ОПЗ), толщина которого зависит от напряжения между затвором и каналом, и определяет барьерную емкость затвор – канал. Как правило, толщина ОПЗ в ПТШ больше толщины подзатворного диэлектрика в МОПТ. Поэтому управляющее действие затвора проявляется несколько слабее, что снижает крутизну ВАХ. Однако во столько же раз снижается емкость затвор – канал. Кроме этого, в канале ПТШ подвижность электронов не подвержена действию поверхностных дефектов, как это имеет место в МОПТ.

Основное различие ВАХ ПТШ и МОПТ связано с тем, что в МОПТ затвор электрически изолирован от канала диэлектриком и ток затвора практически равен нулю. В ПТШ переход затвор – канал имеет диодную характеристику и

при положительных напряжениях  $U_{зи}$  ток затвора может быть достаточно большим.

При  $U_{cu} = 0$  ( $I_c = I_u = 0$ ) потенциалы всех точек канала одинаковы, и на рисунке 6.1  $X_{du} = X_{dc}$ . Толщина ОПЗ определяется напряжением  $U_{зи}$ :

$$X_d = [2\epsilon\epsilon_0(\varphi_B - U_{зи}) | qN_d ]^{1/2}, \quad (6.1)$$

где  $N_d$  – концентрация доноров в однородно легированном активном слое.

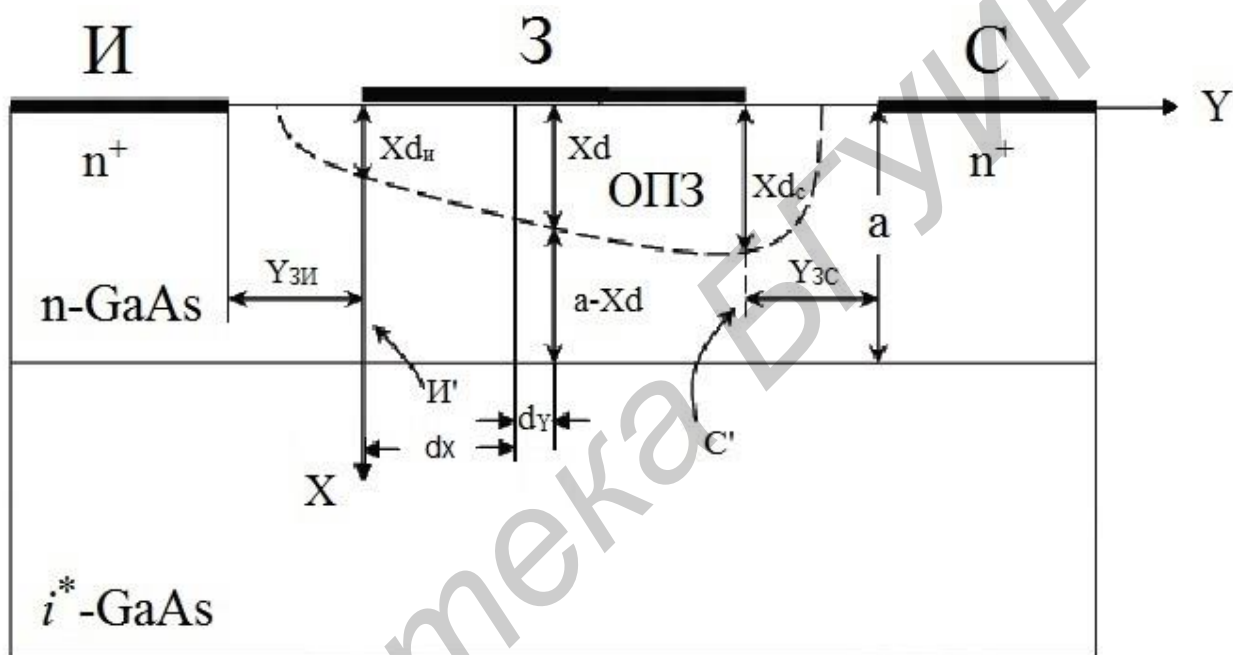


Рисунок 6.1 – Простейшая структура ПТШ

Пороговое напряжение  $U_{пор}$  соответствует напряжению затвор – исток, при котором толщина канала обращается в нуль, т. е.  $a = xd$ . Таким образом, из (6.1) следует

$$U_{пор} = \varphi_B - U_n, \quad (6.2)$$

где  $U_n = eN_d a^2 / 2\epsilon\epsilon_0$  – напряжение перекрытия канала, численно равно пороговому напряжению при  $\varphi_B = 0$ .

Величина барьерного потенциала слабо зависит от материала затвора, т. к. определяется в основном поверхностными состояниями и составляет обычно около 0,8 В. Крутизна ВАХ ПТШ пропорциональна произведению подвижности электронов в канале на концентрацию доноров. Для увеличения крутизны желательно повысить концентрацию доноров, однако при этом снижается

подвижность, уменьшается толщина ОПЗ (6.1) и возрастает емкость затвор – канал. Оптимальное значение  $N_d$  лежит в диапазоне  $(1...5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . При фиксированных значениях  $\varphi_B$  и  $N_d$  величина  $U_{\text{пор}}$  соответствует толщине активного слоя:

$$a_0 = (2\epsilon\epsilon_0 \varphi_B / qN_d)^2 = 0,1 \text{ мкм.} \quad (6.3)$$

При  $a > a_0$  пороговое напряжение отрицательно, и в равновесном состоянии ( $U_{\text{зи}} = 0$ ) канал существует. Такие ПТШ называются нормально открытыми. При  $a < a_0$  пороговое напряжение положительно, и для образования канала необходимо приложить напряжение  $U_{\text{зи}} - U_{\text{пор}} > 0$ . Такие ПТШ называются нормально закрытыми. Таким образом, толщина активного слоя является главным параметром, определяющим величину порогового напряжения.

## 6.2 Статические ВАХ ПТШ

Вывод аналитических выражений ВАХ ПТШ основан на модели идеализированного транзистора, для которой характерно:

- 1) канал легирован однородно;
- 2) ОПЗ полностью обеднена электронами;
- 3) неосновные носители в канале отсутствуют;
- 4) область канала электрически нейтральна в каждой точке (концентрация электронов  $n$  соответствует равновесному значению  $n_0 = N_d$ );
- 5) ток в цепях затвора и подложки отсутствует;
- 6) в ОПЗ поперечное электрическое поле  $E_x$  много больше продольного  $E_y$ ;
- 7) в канале поперечное электрическое поле  $E_x$  равно нулю;
- 8) подвижность электронов в канале  $\mu_n$  постоянна;
- 9) сопротивления полупроводниковых областей между электродами стока, истока и затвора, а также сопротивления омических контактов стока и истока пренебрежимо малы.

В силу допущений 1, 4 и 9 ток в канале имеет дрейфовую природу и может быть описан законом Ома в дифференциальной форме. При этом для участка канала длиной  $dy$  (см. рисунок 6.1) получим

$$dU(y) = IdR_K(y), \quad (6.4)$$

где  $U(y)$  – потенциал канала, не зависящий от координаты  $x$  в силу допущения 7;  
 $dR_K(y)$  – сопротивление участка канала длиной  $dy$ . В силу допущения 5 ток  $I$  не зависит от координаты  $x$  и равен току стока  $I_c$ .

Сопротивление  $dR_K(y)$  составляет

$$dR_k(y) = \rho \frac{dy}{(a - Xd)}, \quad (6.5)$$

где удельное сопротивление канала  $\rho$  не зависит от координаты и определяется концентрацией доноров (допущения 1, 4):

$$X_d = \{2\varepsilon\varepsilon_0[U_k(y) + \varphi_B - U_3]/qN_d\}^{1/2}. \quad (6.6)$$

Подставив (6.6) в (6.5) и считая, что канал легирован равномерно, проинтегрировав выражение (6.5) на отрезке канала  $y = 0$  («внутренний» исток) и  $y = L$  («внутренний» сток, см. рисунок 6.1), получим основное уравнение ПТШ:

$$I_c = g_0 \left\{ U_k - \frac{2}{3} \frac{[(U_k + \varphi_B - U_3)^{3/2} - (\varphi_B - U_3)^{3/2}]}{U_n^{1/2}} \right\}. \quad (6.7)$$

Уравнение (6.7) применимо только до точки, где нет перекрытия канала со стороны стока, т. е.

$$a(L) = a_0 = [2\varepsilon_0(U_k + \varphi_B - U_3)/qNd.] \leq a.$$

При  $U_k = U_{сн} = U_{снн}$  перекрывается канал со стороны стока:

$$U_{снн} = U_n - \varphi_B + U_3. \quad (6.8)$$

Подставив (6.8) в (6.7), получим

$$I_{сн} = g_0 \left[ \frac{1}{3} U_n + \frac{2}{3} \frac{\varphi_B - U_3}{U_n^{1/2}} - \varphi_B + U_3 \right]. \quad (6.9)$$

Значение крутизны  $S(g_m) = \frac{dI_c}{dU_3} \Big|_{U_{сн}} - \text{const}$  для крутой части характеристики находим из уравнения (6.7):

$$S = g_0 \frac{(U_{сн} + \varphi_B - U_3)^{1/2} - (\varphi_B - U_3)}{U_n^{1/2}}. \quad (6.10)$$

Из уравнения (6.9) находим значение крутизны для пологой области характеристики:

$$S = g_0 \left[ \frac{1 - (\varphi_B - U_3)^{1/2}}{U_n} \right]. \quad (6.11)$$

Для малых значений напряжений на стоке, т. е. при  $U_{си} \ll \varphi_B - U_3$ , выражения (6.7) и (6.10) можно упростить:

$$I_c = g_0 \left[ 1 - \left( \frac{\varphi_B - U_3}{U_n} \right)^{1/2} \right] U_{си}; \quad (6.12)$$

$$S = \frac{g_0}{2} \frac{U_{си}}{U_n^{1/2} (\varphi_B - U_{3и})^{1/2}}. \quad (6.13)$$

Для получения большого значения крутизны (а этот параметр – основная составляющая механизма усиления полевых транзисторов) необходимо иметь полупроводниковый материал с большой подвижностью носителей заряда и увеличивать соотношение  $Z/L$ . В соответствии с выражениями (6.10) и (6.11) увеличение ширины канала  $a$  также приводит к возрастанию  $S$ , но одновременно это приводит к увеличению  $U_{нор}$  и  $U_{син}$ . Поэтому для увеличения крутизны в ПТШ изменяют отношение  $Z/L$ .

На рисунке 6.2 представлены статические ВАХ нормально открытого ПТШ. Как видно из рисунка, выходные и проходные ВАХ весьма похожи на эти же ВАХ МОПТ, работающего в режиме обеднения, хотя и описываются более сложными соотношениями. Различные формы записи ВАХ обусловлены тем, что в МОП транзисторе емкость затвор – канал не зависит от напряжения. В ПТШ эта емкость определяется толщиной ОПЗ, которая зависит от напряжения затвор – канал и изменяется по длине канала, что приводит к более сложным формулам ВАХ.

Более существенное отличие ВАХ ПТШ состоит в том, что при напряжении на затворе, близком к напряжению  $U_{зл}^*$ , ток затвора  $I_3$  не равен нулю и ток истока отличается от тока стока. Поэтому для полного описания ПТШ необходимо иметь входную характеристику, которая описывается ВАХ контакта Шоттки:

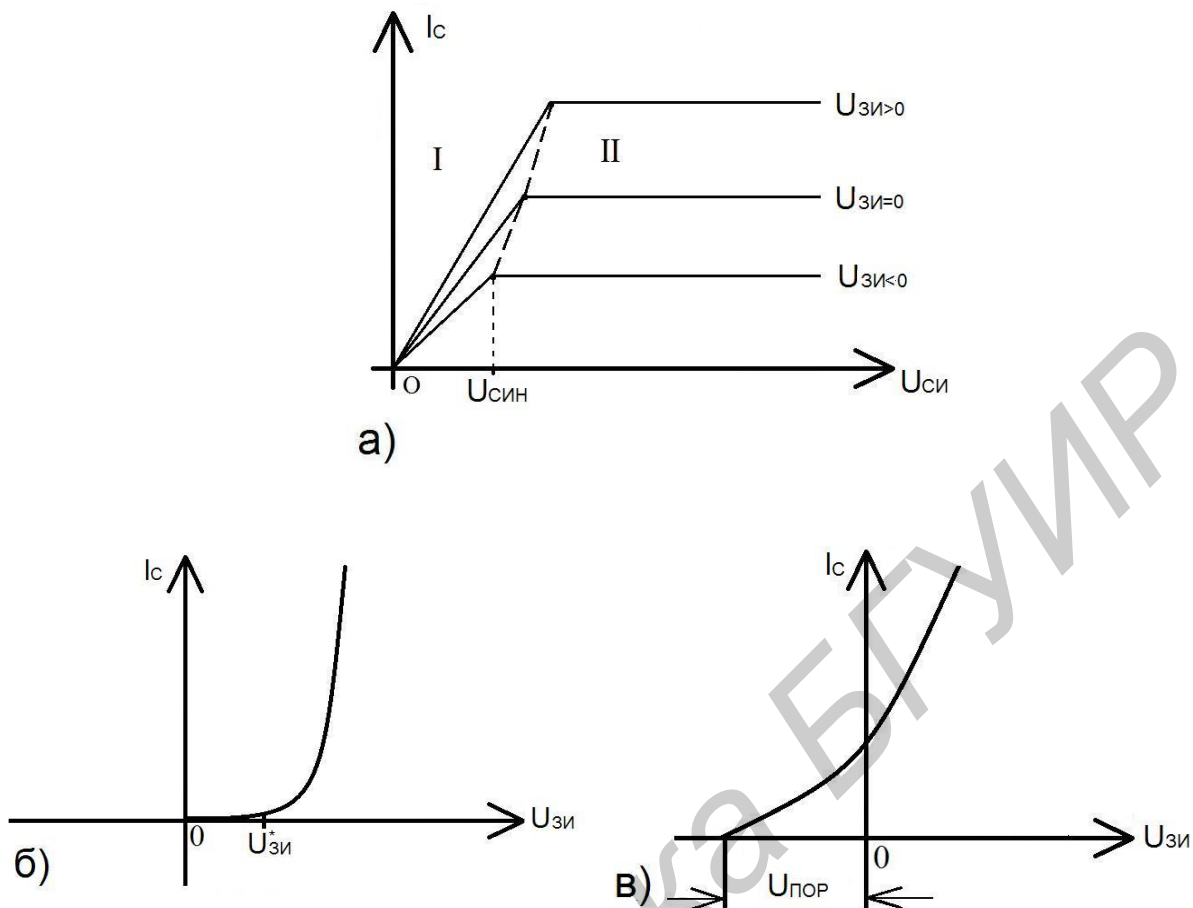
$$I_3 = I_{SH} \left( \exp \frac{qU_{3и}}{nkT} - 1 \right). \quad (6.14)$$

где  $I_{SH} = A^* T^2 S_{эф} \exp\left(-\frac{q\varphi_B}{kT}\right)$  – обратный ток насыщения контакта Шоттки;

$A^* = 8 \text{ A}/(\text{см}^2 \cdot \text{K}^2)$  – эффективная постоянная Ричардсона для GaAs;

$n = 1,03 \dots 1,3$  – фактор идеальности;

$S_{эф}$  – эффективная площадь контакта.



а – выходная; б – входная; в – проходная  
Рисунок 6.2 – Статические ВАХ ПТШ

Зависимость тока затвора от напряжения на стоке  $U_{ci}$  при  $U_{ci} > 0$  невелика и обусловлена изменением эффективной площади  $S$  открытой части контакта Шоттки затвор – канал. Так, при  $U_{ci} = 0$  ток затвора растекается между электродами стока и истока поровну и весь контакт работает при одинаковом положительном напряжении. При  $U_{ci} > 0$  принадлежащая к стоку часть контакта имеет более высокий потенциал, и часть перехода затвор – канал находится под меньшим положительным или даже отрицательным напряжением ( $S_{эф} = L/Z$ ). При значительных токах затвора имеет место эффект оттеснения тока, связанный с падением напряжения от тока затвора на сопротивлении канала. Это явление также приводит к снижению эффективной площади канала и может быть учтено некоторым увеличением фактора неидеальности  $n$ .

Нелинейный характер зависимости скорости электронов от напряженности электрического поля  $V_n(E)$  проявляется в GaAs уже при полях  $\sim 4 \cdot 10^3$  В/см. Типичная длина затвора  $L$  современных ПТШ составляет менее 1 мкм. Если считать, что  $L = 1$  мкм и учитывать, что поле распределено по длине канала неоднородно (максимальная напряженность на стоковой границе канала), следует ожидать, что нелинейность  $V_n(E)$  сказывается уже при напряжениях  $U_{ci} > 0,4$  В. Таким образом, допущение б обычно не выполняется. Этот эффект



можно учесть с помощью аппроксимации зависимости  $V_n(E_y)$  в канале кусочно-линейной функции:

$$V_n(E_y) = \begin{cases} \mu_n, E_y \leq E_s; \\ V_{sn}, E_y > E_s, \end{cases} \quad (6.15)$$

где  $V_{sn} = 1,5 \cdot 10^7$  см/с – предельная дрейфовая скорость электронов;

$E_s = 4,2 \cdot 10^3$  В/см – пороговое поле насыщения дрейфовой скорости.

Поскольку при  $U_{cu} > Q$  канал равномерно сужается по направлению от истока к стоку, ограничение скорости на уровне  $V_{sn}$  наступает в первую очередь на стоковой границе канала. При этом значение тока насыщения  $I_{sn}$  будет соответствовать не полной отсечке канала, а уменьшению его толщины до величины, определяемой скоростью  $V_{sn}$ .

На рисунке 6.3 представлена форма ОПЗ под затвором при ограничении дрейфовой скорости вблизи стока. На участке канала  $0 < Y < L_1$  поле  $E_x < E_s$ , и толщина ОПЗ остается локальной функцией напряжения затвор – канал. В точке  $Y = L_1$  поле  $E_x$  достигает порогового значения  $E_s$ . При  $Y > L_1$   $V_n = V_{sn}$ . Ток в любом сечении канала постоянен, а согласно допущению 4 концентрация электронов  $n = N_d$  и также постоянна по координате  $Y$ . Поэтому толщина канала на участке от  $L_1$  до  $L_2$  также постоянна. Заметим, что ограничение скорости электронов приводит к нарушению локальной зависимости толщины ОПЗ от напряжения затвор – канал. Это является следствием перераспределения электрического поля в ОПЗ на участке длиной  $L_2$ , продольная составляющая которого  $E_y$  уже не может считаться меньше  $E_x$  (допущение б не выполнено).

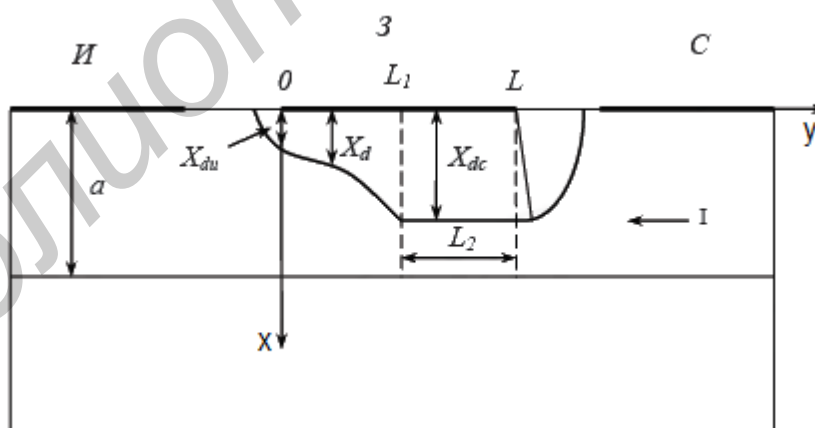


Рисунок 6.3 – Форма ОПЗ под затвором ПТШ при ограничении дрейфовой скорости электронов вблизи стока

Минимальное напряжение  $U_{cu}$ , при котором скорость электронов в канале достигает значения  $V_{sn}$ , соответствует случаю  $L_2 = 0$ ,  $L_1 = L$ . При этом поле  $E_x$  в канале достигает значения  $E_s$  в единственной точке  $X=L$ , а значение  $U'_{cu} = U'_{cun}$

соответствует переходу транзистора в пологую область ВАХ. Ток в этой точке канала (и, следовательно, ток стока) определяется соотношением

$$I_{\text{сн}} = qN_d V_{\text{sn}} (a - X_d) Z = E_s L (1 - \frac{X_{dc}}{a}) / R_0. \quad (6.16)$$

Значение  $U'_{\text{сн}}$  может быть найдено как

$$U'_{\text{сн}} = U_n \left[ \left( \frac{X_{dc}}{a} \right)^2 - \left( \frac{X_{du}}{a} \right)^2 \right]. \quad (6.17)$$

Значение  $U'_{\text{сн}}$ , определяемое уравнением (6.17), меньше значения, которое дается соотношением (6.8), и, следовательно, соответствует меньшему току  $I_{\text{сн}}$  в уравнении (6.16) по сравнению с (6.9).

В пологой области ВАХ  $U'_{\text{си}} > U'_{\text{сн}}$ ,  $L_1 > L$  значение тока стока может быть найдено заменой  $L \rightarrow L_1(U'_{\text{си}}) < L$  в выражении для  $R_0$ . Значение  $L_1(U'_{\text{си}})$  уменьшается с ростом напряжения  $U'_{\text{си}} > U'_{\text{сн}}$  и при допущении электронейтральности канала может быть найдено путем решения уравнения Пуассона в ОПЗ на участке длиной  $L_2$  (см. рисунок 6.3). Этот эффект аналогичен эффекту модуляции длины канала в МОПТ и приводит к некоторому увеличению тока стока с напряжением в пологой области ВАХ. Практически канал на участке длиной  $L_2$  не остается электронейтральным. Достаточно точные аналитические соотношения для описания пологой области ВАХ ПТШ в настоящее время отсутствуют.

В реальном транзисторе нужно учитывать падение напряжения на сопротивлении истока  $R_u$ . С учетом напряжения  $U_{Ru} = I_c R_u$  проводимости  $g_0$  в соотношении (6.7) заменяют величиной  $g = g_0 / (1 + g R_u)$ . Следует также отметить, что сопротивления  $R_u$  и  $R_c$  весьма существенно влияют на вид ВАХ ПТШ, т. к. при отпирании барьерного перехода они ограничивают внутренние напряжения  $U_{зи}$  и  $U_{зс}$ .

Если на затвор подать напряжение, при котором барьерный переход у истока  $U_{зи1}$ , то ток затвора  $I_z$  становится сравнимым с током стока  $I_c$ , а ток истока  $I_u = I_c + I_z$ . В этом случае при нулевом токе стока ( $I_c = 0$ ) ток истока равен току затвора  $I_u = I_c$ , а напряжение на стоке отлично от нуля и соответствует той части напряжения, которая выражается на сопротивлении истока  $R_u$ , являющимся общим для затвора и стока. В результате при  $I_c = 0$  выходные ВАХ «отслаиваются» от начала координат.

Отпирание барьерного перехода затвор – исток приводит к насыщению тока стока и резкому снижению крутизны и даже может привести к уменьшению тока стока.

### 6.3 Сопротивления стока и истока

В модели идеализированного ПТШ предполагается, что потенциалы точек канала с координатами  $Y = 0$  и  $Y = L$  равны потенциалам электродов стока и истока соответственно (допущение 9 в подразделе 6.2). В реальном ПТШ пассивные области истока (стока) имеют конечные сопротивления  $R_{u(c)}$ , которые складываются из сопротивлений  $R'_{u(c)}$  полупроводниковых областей между электродом истока (стока) и затвором длиной  $Y_{zu}$  (см. рисунок 6.1), а также сопротивлений омических контактов истока (стока):

$$R_{u(c)} = R'_{u(c)} + R_{ук(ск)}. \quad (6.18)$$

Сопротивления  $R'_{u(c)}$  определяются очевидным соотношением:

$$R'_{u(c)} = \frac{\rho L_{3И(3С)}}{aZ}. \quad (6.19)$$

При расчете сопротивлений  $R_{ук(ск)}$  необходимо учитывать сопротивление омического контакта с полупроводником, которое для GaAs значительно выше, чем для кремния из-за существования переходного высокоомного слоя, а также из-за сложного характера растекания тока в областях под омическими контактами. На рисунке 6.4 представлена распределенная модель омического контакта истока.

Полупроводниковая область под контактом имеет погонное (на единицу длины по направлению оси  $Z$ ) сопротивление:

$$R_l = \rho / aZ. \quad (6.20)$$

Омический контакт имеет погонную проводимость:

$$g_l = Z / \rho_k, \quad (6.21)$$

где  $\rho_k$  – удельное (на единицу площади поверхности) сопротивление контакта.

Для участка длиной  $dZ$  падение напряжения  $dV(Z)$  и изменение тока  $dI(Z)$  составляют:

$$dU(z) = -I(z)R_l dz; \quad (6.22)$$

$$dI(z) = -U(z)g_l dz, \quad (6.23)$$

где  $U(z)$  – напряжение на переходном слое металл – полупроводник.

Решение уравнений (6.23), (6.24) с граничными условиями  $I(0) = I_u$ ,  $I(\infty) = 0$  имеет следующий вид:

$$U(Z) = I_u \left( R_l / G_l \right)^{1/2} \exp \left[ -z (R_l g_l)^{1/2} \right];$$

$$I(Z) = I_u \exp \left[ -z (R_l g_l)^{1/2} \right].$$

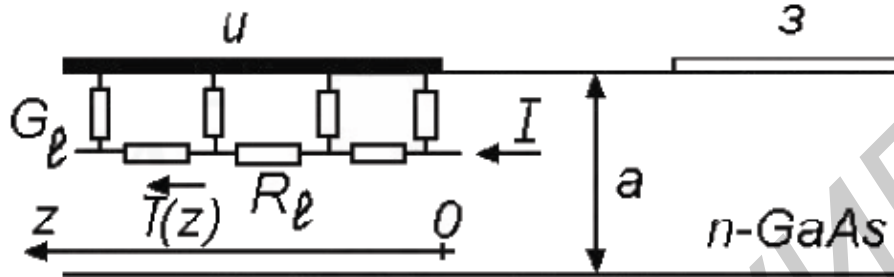


Рисунок 6.4 – Распределенная модель омического контакта истока [2]

С учетом (6.16) и (6.17) сопротивление омического контакта истока  $R_{uk} = U(0)/I(0)$  составляет

$$R_{uk} = (\rho_k \rho / a)^{1/2} / Z. \quad (6.24)$$

Такую же величину имеет сопротивление омического контакта стока.

Удельное сопротивление контакта слабо зависит от концентрации доноров ( $\sim N_a^{-1/3}$ ) и составляет обычно  $(1...5) \cdot 10^{-6}$  Ом·м<sup>2</sup>.

Как и в МОП транзисторе, сопротивление истока  $R_u$  снижает крутизну ВАХ  $S$  и выходную проводимость  $g$ :

$$S = S' / (1 + S' R_u); \quad (6.25)$$

$$g = g' / (1 + g' R_u), \quad (6.26)$$

где  $S'$  и  $g'$  – параметры «внутреннего» транзистора.

Благодаря высокой подвижности электронов в GaAs ПТШ имеют значительно более высокую крутизну в пологой области ВАХ при равной ширине канала и меньшей емкости затвор – канал. Удельное (на единицу ширины канала  $Z$ ) значение крутизны при длине затвора  $L=1$  мкм обычно составляет  $(0,1... 0,2)$  мА/мкм.

#### 6.4 Характеристические частоты транзистора

ПТШ широко применяются в высокочастотных схемах для усиления малого сигнала ( $U_{ex} < \varphi_T$ ). Поэтому для анализа частотных свойств транзистора

целесообразно рассмотреть его малосигнальную физическую эквивалентную схему (рисунок 6.5). Конденсаторы  $C_{зи}$  и  $C_{зс}$  моделируют полную емкость затвор – канал, резистор  $R_k$  – входное, а  $R_{си}$  – выходное сопротивление канала, генератор тока  $SU_{зи}$  моделирует транзисторный эффект.

Ток обратносмещенного перехода затвор – канал определяется выражением (6.14), отсюда для входного сопротивления получим

$$R_{зи} = \left( \frac{dI_3}{dU_{зи}} \right)^{-1} = \frac{nkT}{q} (I_3 + I_{su})^{-1}.$$

Согласно этой формуле, при  $I_3 \rightarrow 0$ ,  $I_{su} \cong 10^{-10}$  А, сопротивление  $R_{зи}$  при  $T = 300$  К составляет  $\approx 250$  МОм. Последовательные сопротивления стока и истока не модулируются напряжением затвора и поэтому обуславливают дополнительное падение напряжения между затвором и контактами стока и истока. Как уже отмечалось, это приводит к соответствующему уменьшению выходной проводимости и крутизны.

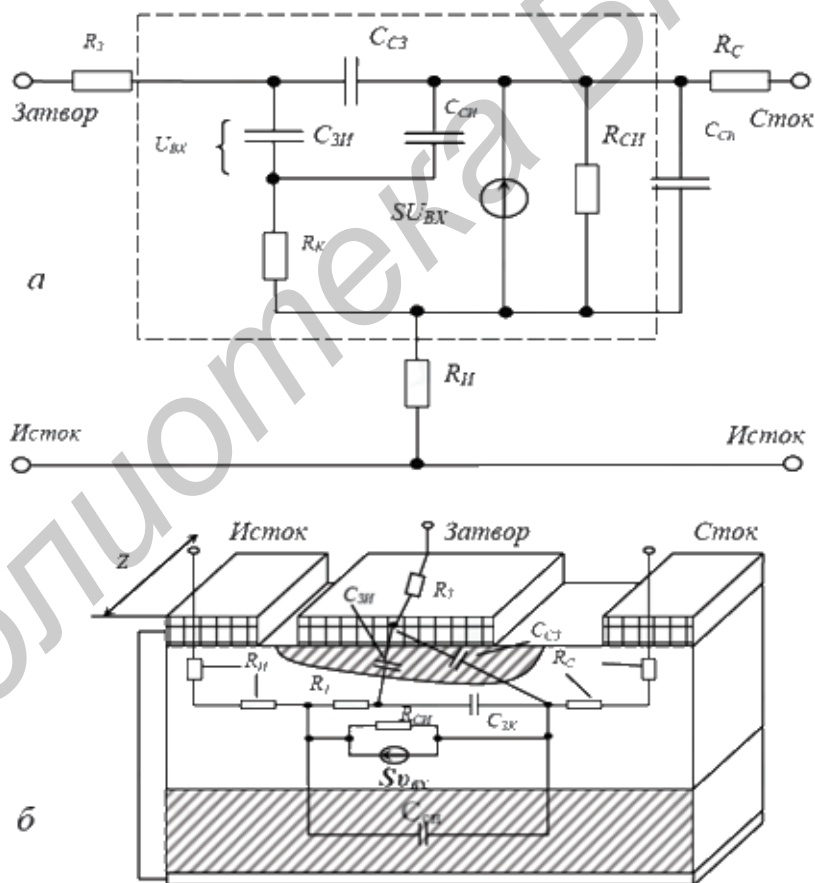


Рисунок 6.5 – Эквивалентная электрическая схема ПТШ (а) и физические элементы структуры, соответствующие элементам эквивалентной электрической схемы (б)

Высокочастотные характеристики ПТШ зависят от времени и зарядки  $\tau = RC$ , 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

$$t_{np} = \frac{L}{v} = -\frac{L}{\mu_n E_x} = \frac{L^2}{\mu_n U_{СИ}}. \quad (6.27)$$

При высоких электрических полях величина  $v$  приближается к величине скорости насыщения  $V_s$ , 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 (см. рисунок 6.5) частота отсечки  $f_T$  определяется как частота, при которой ток через входную емкость  $C_{зи}$  равен выходному току (току генератора  $SU_{зи}$ ):

$$\frac{i_{вых}}{i_{вх}} = \frac{SU_{зи}}{\omega_T C_{зи} U_{зи}} = 1 \quad f_T = \frac{S}{2\pi C_{зи}}. \quad (6.28)$$

Максимальная частота колебаний определяется выражением

$$f_{max} \approx \frac{f_T}{\left[ 2(R_3 + R_k + R_c) / R_{СИ} + \omega_T R_3 C_{3C} \right]^{1/2}}. \quad (6.29)$$

Для повышения  $f_{max}$  следует увеличивать  $f_T$  и оптимизировать отношение собственно транзисторных сопротивлений  $R_k/R_{СИ}$ , а также уменьшать внешние сопротивления  $R_3$ ,  $R_c$  и емкость обратной связи  $C_{3C}$ .

Дело в том, что хотя полуизолирующая подложка в арсенид-галлиевых ИМС обеспечивает высококачественную взаимную изоляцию элементов и снижает их паразитные емкости, она не является идеальным изолятором. Поэтому потенциал подложки под каналом ПТШ в ИМС зависит от потенциалов электродов самих транзисторов и от их взаимного расположения.

Полуизолирующая подложка GaAs обладает слабовыраженными свойствами полупроводника p-типа, поскольку уровень Ферми в подложке расположен несколько ниже середины запрещенной зоны, а концентрация дырок выше концентрации электронов (хотя они весьма малы). При этом между подложкой и каналом ПТШ образуется ОПЗ (p-n-переход), которая частично проникает в область канала. При уменьшении потенциала ОПЗ расширяется, что приводит к уменьшению канала и, следовательно, тока стока.

Если вблизи ПТШ в ИМС находится какой-либо электрод, потенциал которого ниже потенциала истока (например исток соседнего ПТШ), то потенциал этого «управляющего» электрода влияет на ток стока ПТШ. Этот эффект (паразитное управление по подложке) подобен влиянию напряжения подложка – исток на характеристики МОП транзистора. Различие состоит в том,

что в n-канальном МОП транзисторе подложка является ярко выраженной p-областью с достаточно высокой проводимостью, и ее потенциал практически одинаков во всей ИМС. В ПТШ проводимость подложки весьма мала, и потенциал подложки зависит от потенциалов близко расположенных элементов.

Степень проявления эффекта паразитного управления зависит от качества подложки и может быть уменьшена путем создания между каналом и подложкой буферного слоя (слаболегированный эпитаксиальный i-слой либо p-слой с фиксированным относительно истока потенциалом). В цифровых ИМС на GaAs эффект паразитного управления не должен приводить к снижению тока стока открытого ПТШ более чем на 10 % при подаче на близко расположенные электроды напряжения до минус 5...минус 10 В относительно истока.

### 6.5 Современные структуры транзисторов

Качество ПТШ зависит от совершенства материала активного n-слоя (высокая подвижность электронов), длины канала  $L$  и сопротивлений стока и истока. На рисунке 6.6 представлена структура ПТШ.

Буферный n-слой толщиной 1...2 мкм создается методом эпитаксии на полуизолирующей подложке. Он снимает эффект паразитного управления, а также исключает проникновение в активный n-слой неконтролируемых примесей из подложки.

Активный n-слой толщиной около 0,2 мкм создается методом эпитаксии или ионного легирования. В качестве донорных примесей используются кремний, селен или сера. Необходимая величина порогового напряжения обеспечивается прецизионным травлением активного слоя до нужной толщины (заглубленный затвор). Большая толщина пассивных областей стока и истока обеспечивает снижение сопротивлений  $R_n$  и  $R_c$ . Оптическая литография позволяет получать длину затвора около 1 мкм при расстоянии между электродами стока и истока около 4 мкм. Снижению сопротивлений  $R_n$  и  $R_c$  способствует создание поверх активного n-слоя тонкого контактного n<sup>+</sup>-слоя (рисунок 6.6).

Межэлементная изоляция осуществляется либо путем травливания мезаструктур, либо (что предпочтительнее) бомбардировкой пассивных участков поверхности ионами Н<sup>+</sup>, В<sup>+</sup> или О<sup>+</sup>.

Омические контакты стока и истока создаются вакуумным напылением слоя AuGe (~ 0,1 мкм) и затем слоя Ni, Au или Pt (< 0,1 мкм) с последующим отжигом. Для затворного контакта Шоттки применяются тугоплавкие металлы (Pt, Ti, W, Au и др.) либо силициды вольфрама или титана.

Наиболее перспективным методом получения активных слоев для больших интегральных схем является селективное ионное легирование чистой подложки. Для этого подложка должна иметь высокое удельное сопротивление и высокую подвижность электронов (последнее необязательно при использовании эпитаксиальных структур). Межэлементная изоляция при этом обеспечивается автоматически.

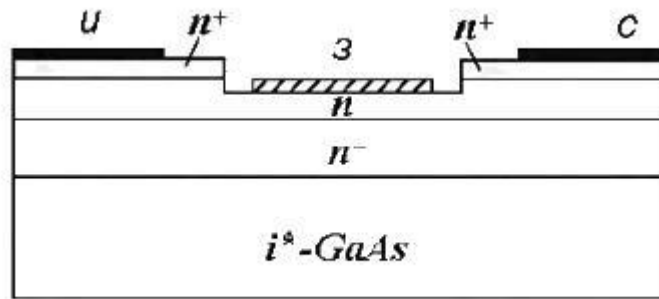
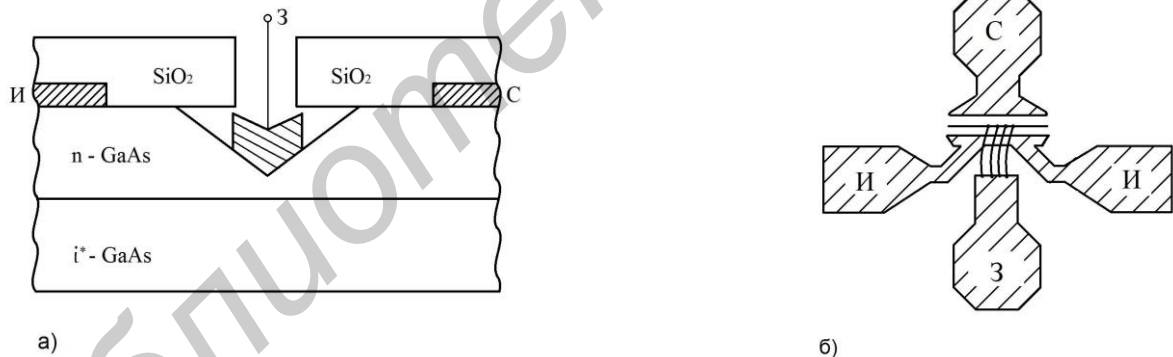


Рисунок 6.6 – Структура ПТШ с заглубленным затвором

Для снижения сопротивлений стока и истока применяются методы самосовмещения, позволяющие максимально сократить или вообще исключить зазор между каналом и  $n^+$ -слоем.

Структура ПТШ с длиной затвора  $L_z = 0,25$  мкм, изготовленная методом электронно-лучевой литографии и ионной имплантации, представлена на рисунке 6.7. Поперечное сечение канала имеет треугольный профиль затвора (рисунок 6.7, а); в плане (вид сверху) – затвор Т-образный, шириной 75 мкм.

Такое питание затвора уменьшает паразитные емкости и расфазировку управляющего сигнала при его распространении по ширине затвора, при прочих равных условиях повышает  $f_{max}$  примерно в два раза. Данный транзистор на частоте 60 ГГц имел усиление около 6 дБ при  $K_{ш} \approx 8$  дБ.



а – форма канала и затвора; б – вид сверху

Рисунок 6.7 – Малошумящий полевой транзистор с барьером Шоттки и Т-образным затвором длиной 0,25 мкм миллиметрового диапазона волн

В заключение отметим, что структуры ПТШ без электрода стока или с объединенными электродами стока и истока используются в качестве планарных диодов Шоттки. В последнем случае за счет снижения сопротивления базы  $R_E = (R_{и}^{-1} + R_{с}^{-1})^{-1}$  достигается минимальное значение постоянной времени  $R_B C$ , которая может составлять менее одной пикосекунды.



## 6.6 Сравнительная характеристика полевого транзистора с управляющим р-п-переходом и ПТШ

Принцип действия полевого транзистора с управляющим р-п-переходом (ПТУП) аналогичен принципу действия ПТШ, только вместо барьерного контакта Шоттки для модуляции толщины канала используется р-п-переход.

Под действием напряжения затвор – исток изменяется толщина ОПЗ р-п-перехода, изменяя ток стока.

Изменение толщины канала соответствует изменению толщины ОПЗ n-области р-п-перехода  $X_{dn}$  n-канального ПТУП. Соотношение между толщинами ОПЗ n- и р-областей перехода определяется результирующими концентрациями примесей в затворе  $N_a$  и канале  $N_d$ .

Из условия электронейтральности ОПЗ  $N_a X_{dn} = N_a X_{dp}$ , где  $X_{dn}$  и  $X_{dp}$  – части ОПЗ в n- и р-областях, соответственно  $X_d = X_{dn} + X_{dp}$ , следует, что

$$X_d = X_{dn} + \frac{X_{dn} N_d}{N_a}, \text{ и } \frac{X_{dn}}{X_d} = \frac{N_a}{N_d + N_a} = K_M,$$

где  $K_M$  – коэффициент модуляции толщины канала.

При  $K_M = 1$  степени управления токами стока путем изменения толщины канала в ПТУП и ПТШ идентичны. Практически величина  $K_M$  составляет 0,9...0,95, т. к.  $N_d \ll N_a$ , что приводит к соответствующему снижению крутизны ПТУП.

ПТ с управляющим р-п-переходом имеет большие, чем ПТШ значения емкостей  $C_{zu}$ ,  $C_{zc}$  и  $C_{cu}$ , т. к. включают торцевые емкости р-п-перехода.

Преимуществом ПТУП является большая величина контактной разности потенциалов  $\varphi_k$  по сравнению с барьерным потенциалом  $\varphi$ , т. к. величина

$$\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}$$

с учетом большей величины  $N_d$  и малой  $n_i$  и составляет обычно

около 1,2 В, что существенно расширяет диапазон рабочих напряжений затвор – исток нормально закрытых ПТУП.

Другим важным преимуществом является возможность создания в ИМС комплементарных транзисторных пар с каналами n- и р-типа. При использовании ПТШ такая возможность практически отсутствует из-за трудностей создания высококачественных контактов Шоттки к р–GaAs. Заметим, что р-канальные ПТ на арсениде галлия не обладают высоким быстродействием ввиду низкой подвижности дырок. Однако цифровые ИМС на комплементарных ПТ с управляющим р-п-переходом обладают исключительно высокой радиационной стойкостью. Их радиационная стойкость значительно выше, чем биполярных транзисторов (где существенную роль играют неосновные носители, концентрация которых изменяется при облучении) и МОПТ (чьи характеристики деградируют из-за радиационных дефектов в окисле и на границе Si–SiO<sub>2</sub>).

Недостатком ПТУП является возможная инжекция дырок в n-канал при сильном отпирании управляющего перехода. Инжектированные дырки

обладают низкой подвижностью, и их рассасывание замедляет процесс выключения ПТУП.

Наиболее перспективным технологическим методом создания ПТ с управляющим р-п-переходом является ионная имплантация донорных и акцепторных примесей в чистую подложку GaAs. В качестве акцепторов применяются бериллий или магний.

### **Контрольные вопросы**

1. Как реализуется принцип усиления сигнала в ПТШ?
2. В чем принцип деления ПТШ на «нормально открытые» и «нормально закрытые»?
3. Какие допущения принимаются при выводе аналитических выражений ВАХ ПТШ?
4. На какие параметры ПТШ влияют сопротивления истока и стока?
5. Чем определяется величина частоты отсечки ПТШ?
6. В чем проявляется «эффект паразитного управления»?
7. Что собой представляют современные структуры ПТШ?
8. В чем преимущества и недостатки ПТШ по сравнению с полевым транзистором с управляющим р-п-переходом?

## Литература

- 1 Гольдаде, В. А. Физика конденсированного состояния / В. А. Гольдаде, П. С. Пинчук. – Минск : Беларуская навука, 2009.
- 2 Зи, С. М. Физика полупроводниковых приборов. В 2 кн. / С. Зи; пер. с англ. В. А. Гергеля; под ред. Р. А. Суриса. – 2-е изд. перераб. и доп. – М. : Мир, 1984.
- 3 Маллер, Р. Элементы интегральных схем / Р. Маллер, Т. Кейминс. – М. : Мир, 1989.
- 4 Колосницын, Б. С. Элементы интегральных схем. Физические основы / Б. С. Колосницын. – Минск : БГУИР, 2011.
- 5 Ферри, Д. Электроника ультрабольших интегральных схем / Д. Ферри, П. Эйкерс, Э. Гринич. – М. : Мир, 1991.
- 6 Старосельский, В. И. Физика полупроводниковых приборов микроэлектроники / В. И. Старосельский. – М. : Высшее образование. Юлат-издание, 2009.
- 7 Степаненко, И. П. Основы микроэлектроники / И. П. Степаненко. – М. : Лаборатория базовых знаний, 2001.
- 8 Ефимов, И. Е. Основы микроэлектроники / И. Е. Ефимов, И. Я. Козырь. – СПб. : Лань, 2008.
- 9 Парменов, Ю. А. Элементы твердотельной наноэлектроники / Ю. А. Парменов. – М. : МИЭТ, 2011.
- 10 Зебрев, Г. И. Физические основы кремневой наноэлектроники / Г. И. Зебрев. – М. : Бином. Лаборатория знаний, 2011.
- 11 Белоус, А. И. Проектирование интегральных микросхем с пониженным энергопотреблением / А. И. Белоус, В. А. Емельянов, В. С. Сякерский. – Минск : Интегралполиграф, 2009.

*Учебное издание*

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ И ЭЛЕМЕНТЫ  
ИНТЕГРАЛЬНЫХ МИКРОСХЕМ**

В двух частях

Часть 1

**Колосницын Борис Сергеевич  
Гапоненко Николай Васильевич**

**ФИЗИКА АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ИНТЕГРАЛЬНЫХ МИКРОСХЕМ**

**УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ**

Редактор *М. А. Зайцева*  
Корректор *Е. Н. Батурчик*  
Компьютерная правка, оригинал-макет *В. М. Задоя*

Подписано в печать 26.02.2016. Формат 60x84 1/16. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс».  
Отпечатано на ризографе. Усл. печ. л. 11,51. Уч.-изд. л. 11,0. Тираж 110 экз. Заказ 470.

Издатель и полиграфическое исполнение: учреждение образования  
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники».  
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,  
распространителя печатных изданий №1/238 от 24.03.2014,  
№2/113 от 07.04.2014, №3/615 от 07.04.2014.  
ЛП №02330/264 от 14.04.2014.  
220013, Минск, П. Бровки, 6