

Министерство образования Российской Федерации
Санкт-Петербургский государственный технический университет
Радиофизический факультет
Кафедра физической электроники

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

Учебное пособие для студентов 2 курса
Радиофизического факультета

Автор: В.Л.Борисов

Санкт-Петербург
2000

ОГЛАВЛЕНИЕ

	стр
Введение	3
Физические основы электронных приборов.....	3
Электронно-дырочный переход.....	25
Полупроводниковые диоды.....	44
Транзисторы.....	55
Биполярный транзистор.....	55
Полевые транзисторы.....	85
Приборы с отрицательным дифференциальным сопротивлением.....	93
Лавинно-пробегочный диод.....	93
Тиристоры.....	95
Диод Ганна.....	97
Светокачечдающие и фотоприёмные приборы.....	99
Полупроводниковый лазер.....	99
Светокачечдающий диод.....	101
Фоторезистор.....	102
Фотодиод.....	104
Онтрон.....	106
Приборы с зарядовой связью.....	107
Обозначения полупроводниковых приборов.....	110

ВВЕДЕНИЕ

Развитие человеческого общества, достигнутое к 20 веку, вывело науку и технику на новые рубежи. Дальнейший прогресс невозможен без внедрения электроники, разработки новых приборов и устройств во всех областях деятельности человека. В связи с этим возникла необходимость развития физики твёрдого тела, квантовой электроники и радиофизики в комплексе, а следовательно разработки новых принципов и новых приборов.

Особое внимание в последние годы уделяется развитию микрэлектроники, позволяющей снизить вес, уменьшить габариты, потребление материалов, энергии.

Особенно перспективно использование электроники, электронных приборов и устройств в таких областях, как информатика; связь и телекоммуникации (радио, телевидение, телефония, видеотелефония); вычислительная техника (быстро действующие ЭВМ с большой памятью); автоматика (системы управления), применяемая во многих производственных процессах; научные исследования (регистрация и обработка результатов экспериментов); медицина, биология и др.

Электронным прибором называют устройство, в котором используются физические явления, связанные с движением заряженных частиц в твёрдом теле, газе или вакууме.

Классификация электронных приборов

I. Полупроводниковые

2. Электровакуумные, в том числе газоразрядные

Классификация по выполняемым функциям:

I. Выпрямительные, 2. усиливательные, 3. генераторные, 4. индикаторные, 5. коммутаторные.

Классификация по мощности:

I. Маломощные, 2. средней мощности, 3. мощные.

Классификация по напряжению:

I. Низковольтные, 2. высоковольтные.

Классификация по диапазону рабочих частот:

I. Низкочастотные (НЧ), 2. высокочастотные (ВЧ), 3. сверхвысокочастотные (СВЧ).

Классификация по числу электродов:

Диоды, триоды, тетроды, пентоды и т. д.

Важнейшие свойства электронных приборов:

1. Быстродействие, т.е. реакция на поступающий сигнал (10^{-10} с), частота колебаний 10^{12} Гц и более.
2. Чувствительность - 10^{-17} - 10^{-16} А (мощность 10^{-25} Вт).
3. Гибкость и универсальность при выполнении различных функций.

Краткая история развития электронных приборов

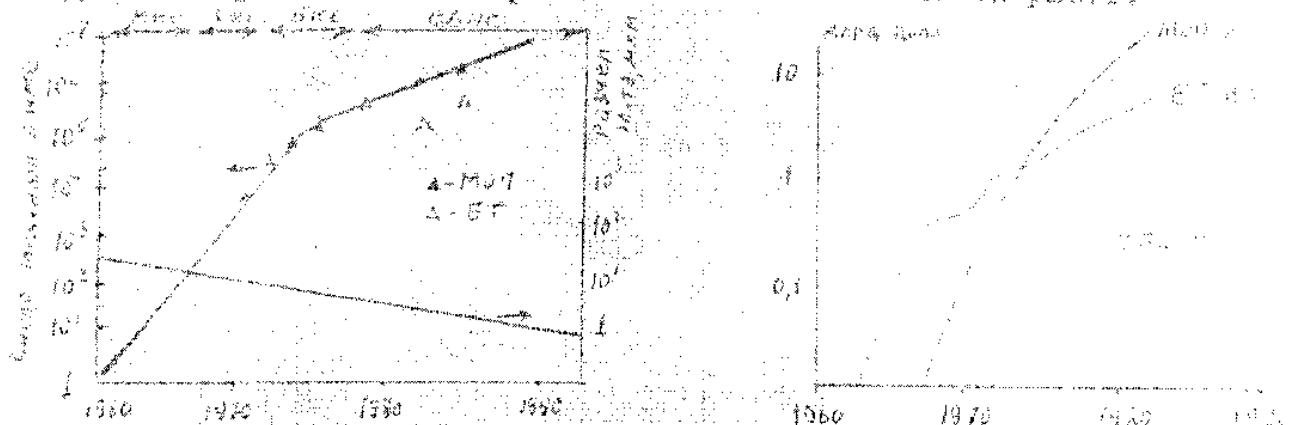
- 1907г- создание Ли де Форестом первой электронной усилительной лампы - триода,
- 1913г- Мейснер получил в цепи с триодом незатухающие электромагнитные колебания,
- 1914г- Н.Д.Папалекси сконструировал первые в России радиолампы (газонаполненные),
- 1919г- М.А.Бонч-Бруевич начал серийный выпуск приёмно-усилительных ламп в Нижнем Новгороде,
- 1920г-М.А.Бонч-Бруевичем построены первые в мире мощные генераторные лампы (1 кВт); для радиостанции им. Коминтерна изготовлены 4 лампы по 3 кВт, 27 октября 1922г радиостанция заработала на длинах волн 1500 и 3000м, мощность нью-йоркской р/с составляла 1,5 кВт, а парижской -5 кВт,
- 1923г- создана генераторная лампа на 15 кВт и рабочей длиной волны 96 м, что позволило осуществить связь со всеми точками планеты, нижегородская лаборатория получила заказ от фирмы "Телефункен" на создание лампы мощностью 25 кВт,
- 1926г- заработала р/с "Большой Коминтерн", мощность в антенне - 40 кВт
- конец 30-х годов- разработка приборов СВЧ: триодов, кристаллов, магнетронов,
- 1922г- О.В.Лосев на кристалле ZnO создал прибор с отрицательным сопротивлением и получил генерацию сигнала на частоте 1-2МГц
- 30-ые годы - интенсивное изучение свойств полупроводниковых материалов А.Ф.Иоффе и его сотрудниками,
- 1940г- создан первый полупроводниковый диод (В.К.Ломбарёв),
- 1948г- изобретён точечно-контактный транзистор (Д.Бардин, У.Брэттейн, У.Шокли),
- 1952г- создан плоскостной биполярный транзистор (У.Шокли), полевой транзистор,
- 1959г- А.С.Тагер изобрёл лавинно-пролётный диод на основе эффекта генерации когерентных волн в р-п переходе при ударной ионизации,

1961-1962 гг. - разработка технологии биполярных интегральных схем.

1964 г. - созданы интегральные схемы на полевых транзисторах,

1967 г. - начали выпускаться большие и сложные интегральные схемы (БИС и СБИС).

Динамика развития электронной техники показана на рис. 1.



Перспектива развития электронной техники связана с основными электронно-и ионно-лучевой технологиями, позволяющей увеличить число элементов в интегральной схеме (ИС) до 10^7 , созданием многослойных структур в одном кристалле, внедрением многочиповых ИС, переходом к панаселектроннике, разработкой мощных генераторных транзисторов и транзисторов миниатюрных электровакуумных приборов.

Физические основы электронных приборов

1. Элементы ядерной теории твёрдого тела

Как известно, энергия электронов в изолированном атоме характеризуется набором дискретных уровней, и энергия электронов в атоме изменяется только скачками.

Для водородоподобного иона (ядро + 1 электрон) имеем

$$E_n = \frac{2\pi^2 m e^4}{n^2 h^2}, \text{ где } n - \text{ главное квантовое число.}$$

Если в формулу подставить значения постоянных, то $E_n = -\frac{136}{n^2}$ эВ.

При переходе от одного атома к кристаллу энергии размещаются в энергетические зоны. В пределах каждой зоны имеется набор близко расположенных уровней, и в зоне энергия электрона меняется квазинепрерывно. Между разрешенными зонами образуются запрещенные энергетические интервалы.

Отток энергии электронов производится от ядерного уровня, за который принимается энергия покоящегося на бесконечности электрона.

Кроме главного квантового числа, состояние электрона определяется орбитальным, магнитным и спиновым квантовыми числами. Орбитальное квантовое число ℓ ($l \leq n$) определяет орбитальный момент количества движения $P_\ell = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)}$.

Магнитное квантовое число m_l ($-l \leq m_l \leq l$) определяет пространственную ориентацию орбитального момента $P_h = P_\ell \cos \theta$, $\cos \theta = \frac{m_l}{l}$. Угол θ принимает только определенные значения.

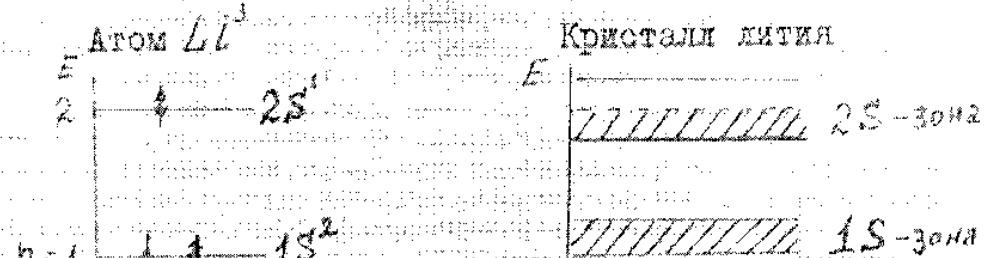
Спиновое квантовое число s характеризует собственный момент количества движения частицы $P_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}$. Для электронов $|s| = \frac{1}{2}$.

Сформулируем принцип Паули: в каждом квантовом состоянии, определяемом набором четырех квантовых чисел n, l, m_l, s , может находиться только один электрон.

Этот принцип распространяется на частицы с полуцелым спином.

Формирование зон энергии при переходе от атома к кристаллу.

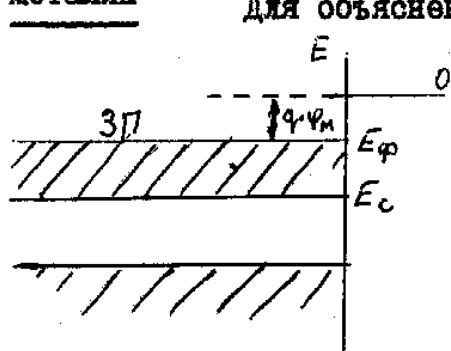
В качестве примера рассмотрим атом и кристалл лития. Каждый атом лития содержит три электрона: два в состоянии $1S$ и один — в состоянии $2S$ (см. энергетическую диаграмму для атома Li^+).



Допустим, что кристалл состоит из N атомов лития (в 1 см³ содержится $4,63 \cdot 10^{22}$ атомов лития). Уровни энергии $1S$ атомов расщепляются в $1S$ зону кристалла с двумя квантовыми состояниями на каждом уровне. Аналогично $2S$ уровни расщепляются в $2S$ зону. $2N$ электронов, занимавших $1S$ уровни в N атомах лития перейдут в $1S$ зону кристалла, заполнив её целиком. N электронов с $2S$ уровней атомов займут N уровней в нижней части $2S$ зоны, т.к. при этом они будут иметь минимум энергии, а верхняя половина зоны $2S$ останется свободной от электронов.

При приложении к кристаллу даже незначительного электрического поля в нём возникает асимметрия в распределении импульсов электронов $2S$ зоны по направлениям и через кристалл потечёт ток. Частично заполненная зона носит название "зона проводимости" (ЗП).

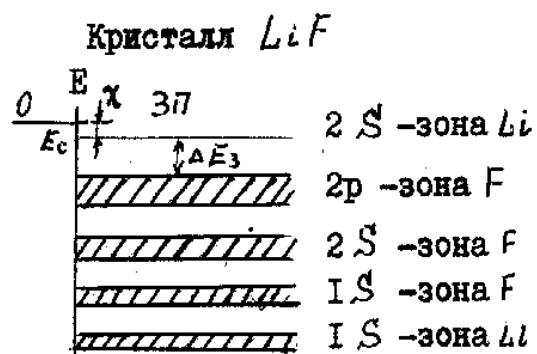
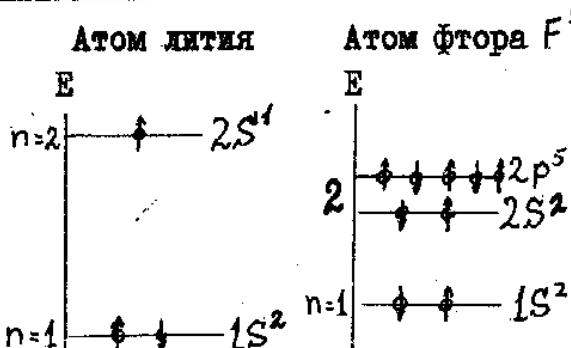
Энергетическая структура металлов, полупроводников и диэлектриков.

Металлы

Для объяснения основных электро-физических свойств

твёрдых тел с точки зрения зонной теории достаточно рассмотреть структуру двух верхних зон. Как было показано на примере лития, для металлов характерно наличие частично заполненной верхней зоны - "Зоны проводимости". Расстояние от верхнего занятого уровня зоны проводимости - ЗП - до нулевого уровня энергии составляет для разных металлов 2-5 эВ и численно равно работе выхода электронов из металла.

Глубина ЗП, т.е. расстояние от "0" до "дна" этой зоны, которому соответствует уровень E_c , равна 10-20 эВ.

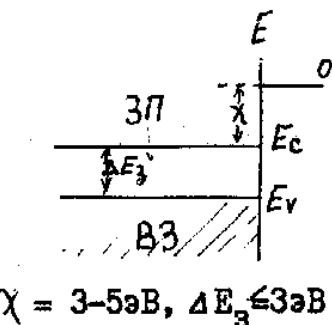
Диэлектрики В качестве примера рассмотрим энергетическую стру-

ктуру фтористого лития LiF .

Для образования кристалла возьмём N атомов Li и столько же атомов фтора, что соответствует стехиометрии идеального кристалла. Все электроны в количестве $2N$, находившиеся в состоянии $1S_{Li}$, перейдут в зону $1S_{Li}$ кристалла, заполнив её целиком. Аналогично произойдёт заполнение зон $1S_F$ и $2S_F$. В зоне $2p_F$ имеется $6N$ вакансий, в то время как в N атомах фтора содержится только $5N$ электронов, занимающих состояния $2p_F$. Поскольку зона $2p_F$ располагается ниже зоны $2S_{Li}$, то N электронов, находившихся в состояниях $2S_{Li}$, заполнят N вакантных состояний зоны $2p_F$. Таким образом, кристалл LiF характеризуется системой целиком занятых зон и расположенным выше пустыми зонами. Запрещённая зона, лежащая между заполненной $2p_F$ зоной и пустой $2S_{Li}$ зоной, имеет ширину около 14 эВ. Расстояние от "0" до "дна" пустой зоны (она, как и частично заполненная зона у металлов, называется зоной проводимости) в случае диэлектриков изменяется в широких пределах (от 0,2-0,3 до 2-3 эВ). Применительно к диэлектрикам и полупроводникам его называют сродством к электрону χ .

Полупроводники

Принципиально энергетическая структура полу-



проводников отличается от структуры диэлектриков шириной запрещённой зоны. Принято относить твёрдые тела, имеющие запрещённую зону более 3 эВ, к диэлектрикам, а менее 3 эВ – к полупроводникам.

	$\Delta E_3, \text{эВ}$	$X, \text{эВ}$
Ge	0,66	4,0
Si	1,12	4,05
CaAs	1,42	4,07

В таблице приведены значения ширины запрещённой зоны и сродства к электрону для некоторых полупроводников. Они соответствуют комнатной температуре (300 К).

Кристаллическая структура твёрдых тел

Кристаллическая решётка характеризуется регулярным пространственным расположением атомов (решётка Брава). В твёрдом теле есть:

а) ближний порядок, определяющий правильное расположение соседних атомов; число ближайших соседей описывается координационным числом "к" (к.ч.);

б) дальний порядок, характеризующий упорядоченное расположение атомов в пространстве, повторяющееся периодически.

Энергия связи электронов в кристалле определяется ближним порядком, а дальний порядок играет роль в рассеянии носителей электрического заряда при их движении по кристаллу.

В аморфных телах есть только ближний порядок.

Основные типы кристаллических решёток:

- а) простая кубическая (напр. NaCl), к=6,
- б) объёмно-центрированная кубическая, к=8 (напр. щелочн. металлы),
- в) гранецентрированная кубическая, к=12,
- г) гексагональная с плотной упаковкой, к=12,
- д) тетраэдрическая кубическая (алмаз, кремний), к=4.

Дефекты в кристаллах

Все нарушения регулярности кристаллической решётки можно объединить в три группы:

- а) точечные, б) линейные, в) плоскостные.

К точечным дефектам относятся пустые узлы решётки (вакансии), называемые дефектами Шоттки, атомы в междоузлии (дефекты Френкеля), примеси посторонних атомов (химические дефекты).

Линейные дефекты – это цепочки точечных дефектов, дислокации, т.е. нарушение регулярности решётки вдоль определённой линии.

К плоскостным принадлежат такие дефекты, как границы зёрен поликристалла и границы кристаллов.

Концентрация точечных дефектов в чистых веществах может быть доведена до $10^{12} + 10^{13} \text{ см}^{-3}$, концентрация дислокаций обычно составляет 10^4 см^{-2} . Для управления электрическими свойствами кристаллов в них вводятся различные примеси, концентрация атомов которых может достигать 10^{20} см^{-3} .

Наличие примесей вызывает появление дополнительных квантовых состояний в кристалле, им соответствуют энергетические уровни, расположенные в запрещённой зоне, а в некоторых случаях в зоне проводимости или в заполненной зоне. Количество новых квантовых состояний определяется концентрацией примесей, а энергетическое положение их зависит от свойств кристалла и типа дефектов. Если концентрация примесей достигает $10^{19} + 10^{20} \text{ см}^{-3}$, то вместо уровней образуется примесная зона, сливающаяся с зоной проводимости или с заполненной зоной.

Статистика электронов и дырок

Распределение микрочастиц по энергиям определяется тремя видами статистики:

1. Классическая, Максвелла-Больцмана. Она применяется к системе классических частиц - атомов и молекул. Число частиц dN , имеющих энергию в интервале от E до $E + dE$, выражается при помощи формулы

$$dN = C \cdot \exp(-E/kT) \cdot dE$$

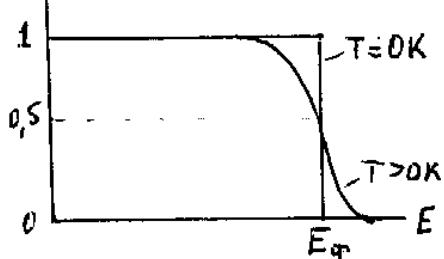
2. Квантовая статистика Ферми-Дирака. Применяется к системе частиц, на которые действует принцип Паули (частицы с полуцелым спином). Функция распределения этих частиц по квантовым состояниям имеет вид

$$\frac{dN}{dz} = f_F = 1 / (\exp \frac{E - E_F}{kT} + 1),$$

где dz - число квантовых состояний в интервале энергий от E до $E + dE$ а E_F - энергия Ферми.

3. Статистика Бозе-Эйнштейна. Она применяется к частицам с целочисленным спином.

$$f_B = \frac{dN}{dz} = f_B = 1 / [C \exp(E/kT) - 1]$$



В соответствии со статистикой Ферми-Дирака частицы (фермионы) при $T = 0 \text{ K}$ не могут занимать квантовые состояния с энергией, превышающей E_F .

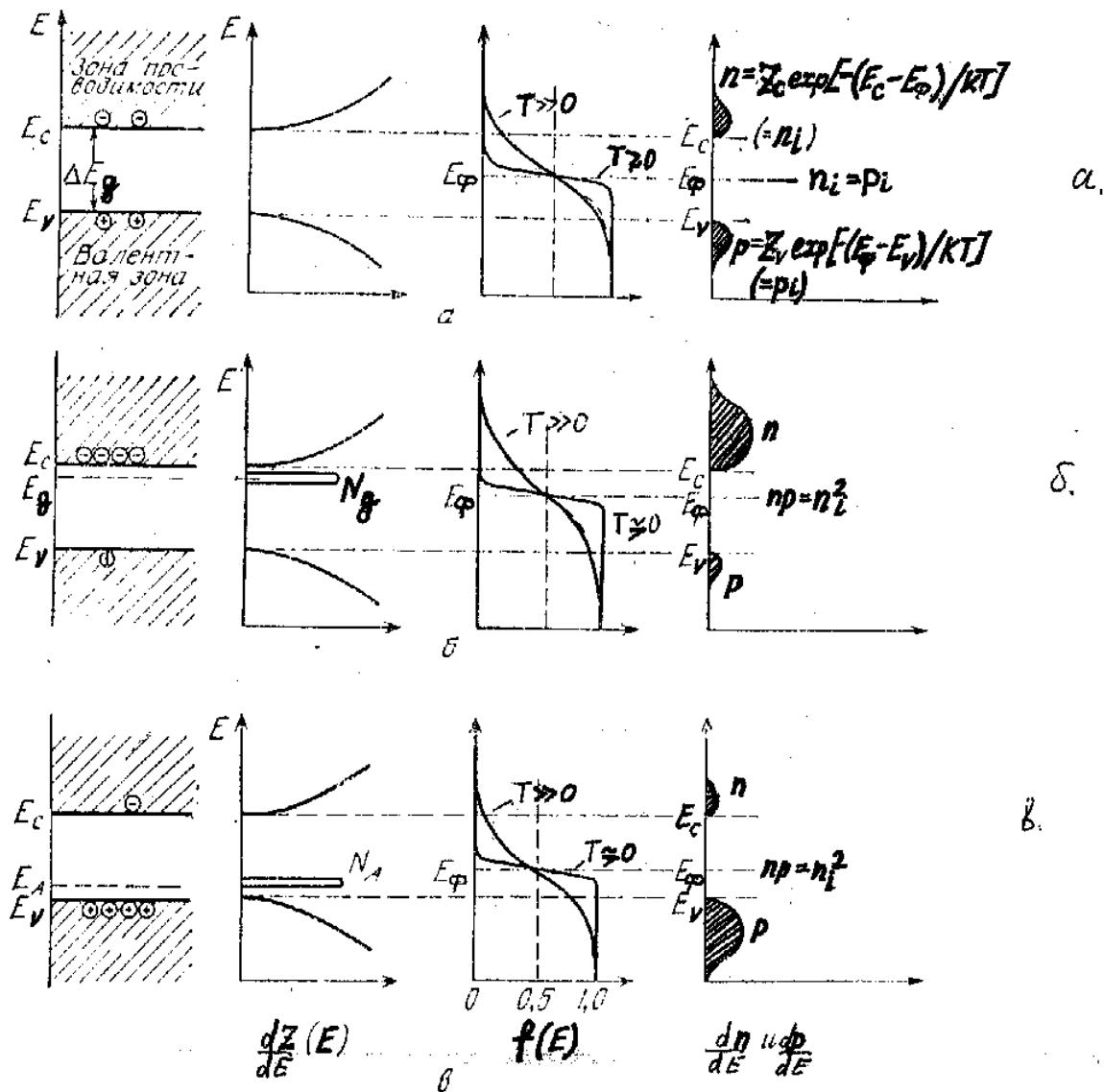


Рис. 3. Зонная диаграмма, плотность состояний, функция распределения Ферми — Дирака и концентрация носителей в собственном полупроводнике (α), в полупроводнике n -типа (β) и в полупроводнике p -типа (γ).

При $T > 0$ К вероятность заполнения состояния с $E = E_F$ равна половине. Таким образом, энергия Ферми может быть определена как энергия, которая соответствует квантовому состоянию, вероятность заполнения которого равна половине.

Запишем распределение частиц по энергиям. Для этого воспользуемся выражениями для функции Ферми и плотности квантовых состояний. Последняя имеет вид:

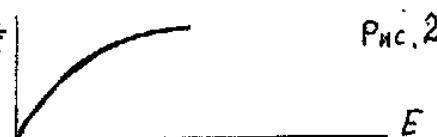
$$\frac{d^2n}{dE} = \left(\frac{4\pi}{h^3}\right) \left(\frac{2m^*}{\pi}\right)^{3/2} E^{1/2}.$$

$$\text{Таким образом, } \frac{dn}{dE} = \frac{dn}{dz} \cdot \frac{dz}{dE} = \left(\frac{4\pi}{h^3}\right) \left(\frac{2m^*}{\pi}\right)^{3/2} E^{1/2} \frac{\exp\left(\frac{-E-E_F}{kT}\right)}{\exp\left(\frac{-E-E_F}{kT}\right) + 1}$$

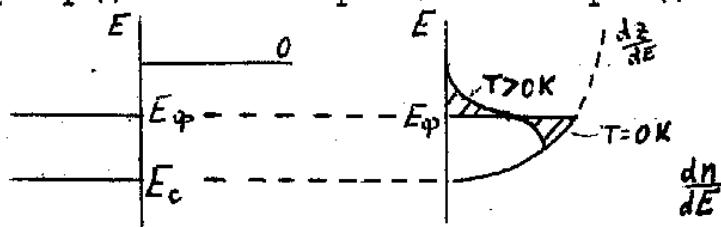
Здесь m^* — эффективная масса фермиона в кристалле.

Графически функция $\frac{dn}{dE}$ от E может быть представлена следующим образом (см. рис. 2)

Рис. 2



Представим распределение электронов в зоне проводимости металла.

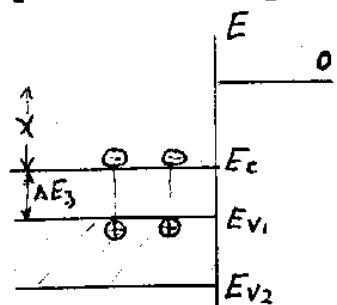


При повышении температуры часть электронов, имеющих наибольшую энергию, может выйти за пределы металла. Это явление называется термоэлектронной эмиссией. Основная часть электронов проводимости при повышении температуры стремится повысить свою энергию. Однако вследствие действия принципа Паули только незначительная часть из них, располагающаяся вблизи уровня Ферми, сможет перейти на более высокие уровни. Область размытия функции распределения частиц по энергиям приблизительно равна $2kT$ и расширяется с ростом температуры.

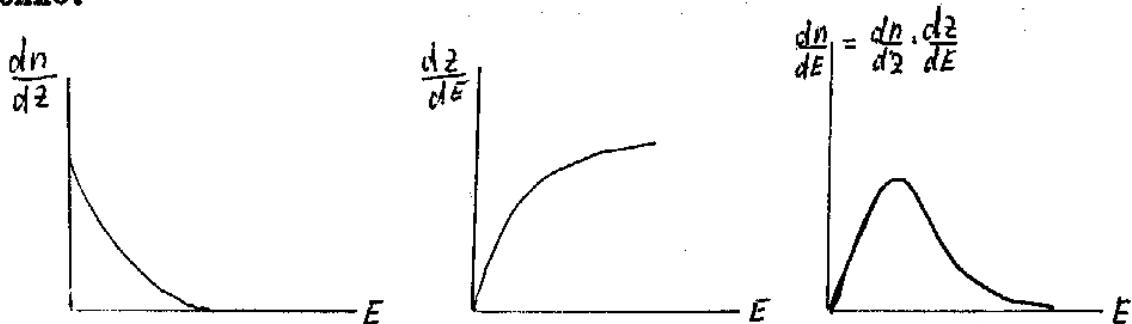
Для полупроводников характерно другое распределение электронов по энергиям. В собственном полупроводнике при $T=0$ К электроны в зоне проводимости отсутствуют.

При $T > 0$ К часть электронов переходит в зону проводимости, а в валентной зоне образуются ваканции, т.е. дырки. Если концентрация электронов невелика, то принцип Паули не сказывается и говорят о невырожденном полупроводнике ($n = 10^{10} + 10^{13} \text{ см}^{-3}$). В этом случае

$E - E_F \gg kT$ и $f_n(E) = \exp(-\frac{E-E_F}{kT})$, т.е. в невырожденном полупроводнике



нике электроны в зоне проводимости имеют максвелловское распределение.



Распределение дырок по энергиям в валентной зоне определяется формулой $f_p(E) = 1 - f_n(E) = 1 / [\exp(E_\Phi - E)/kT + 1]$, где $f_p(E)$ - функция распределения дырок, $f_n(E)$ - функция распределения электронов. В невырожденном случае $f_p(E) = \exp(-\frac{E_\Phi - E}{kT})$.

Зоныные диаграммы, плотности квантовых состояний, функции распределения Ферми и распределение электронов и дырок по энергии для собственного полупроводника и полупроводников п- и р-типа показаны на рис. 3

Концентрация свободных электронов в зоне проводимости равна

$$n = \int_{E_F}^{\infty} \frac{d^2}{dE} \cdot f_n(E) dE \approx Z_c \cdot \exp\left(-\frac{E_F - E_F}{kT}\right)$$

Концентрация дырок в валентной зоне $p = Z_v \cdot \exp\left(-\frac{E_\Phi - E_F}{kT}\right)$,

где Z_c и Z_v - эффективные плотности квантовых состояний в зоне проводимости вблизи "дна" ЗП и в валентной зоне вблизи её "потолка"

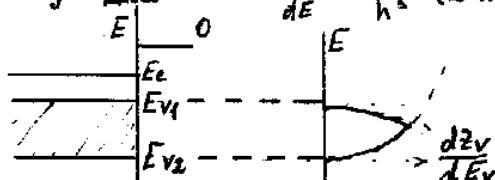
$$Z_c = \frac{2(2\pi m_e^* kT)^{3/2}}{h^3}, \quad Z_v = \frac{2(2\pi m_p^* kT)^{3/2}}{h^3}$$

Если эффективные массы электронов m_e^* и дырок m_p^* равны, то $Z_c = Z_v$

Распределение электронов по энергиям вблизи границ валентной зоны определяется плотностью квантовых состояний, которую можно представить следующим образом:

у "потолка" валентной зоны $\frac{d^2}{dE} = \frac{4\pi}{h^3} (2m_v^*)^{3/2} \cdot (E_{v1} - E)^{1/2}$,

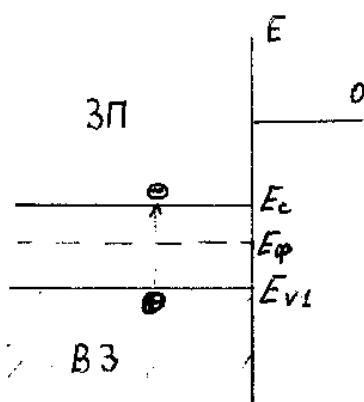
у "дна" - $\frac{d^2}{dE} = \frac{4\pi}{h^3} (2m_v^*)^{3/2} (E - E_{v2})^{1/2}$.



Форма парабол у границ зон зависит от величины эффективной массы электронов в различных частях зон.

Положение уровня Ферми в собственном и примесных полупроводниках.

Собственный полупроводник представляет собой полупроводник с идеальной кристаллической структурой или незначительным количеством дефектов. Определим положение уровня Ферми в собственном полупроводнике.



Воспользуемся условием электронейтральности кристалла, при котором выполняется равенство: $n_i = p_i$. Исходя из выражений для равновесной концентрации электронов и дырок, а также из формул для эффективных плотностей квантовых состояний Z_C и Z_V , запишем

$$n_i = 2\left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right) \quad \text{и}$$

$$p_i = 2\left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right).$$

Приравняв p_i и n_i , получим

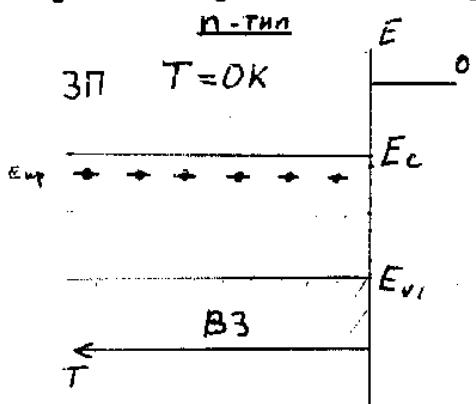
$$m_n^{*3/2} \exp\left(-\frac{E_c}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) = m_p^{*3/2} \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{E_v}{kT}\right).$$

Прологарифмируем это выражение и запишем энергию Ферми

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p^*}{m_n^*}$$

При $m_p^* = m_n^*$ получим $E_F = \frac{E_c + E_v}{2}$

Примесные полупроводники. От типа и концентрации примесей зависит количество дополнительных квантовых состояний, а также расположение уровней в запрещённой зоне. Если примеси содержат слабо-связанный электрон при $T=0$ К, то при повышении температуры они могут его потерять, и электрон станет "свободным" в пределах кристалла и займёт одно из квантовых состояний в зоне проводимости. Примеси этого типа называются донорами. Энергия связи электронов с атомами примеси определяется энергетическим промежутком $\Delta E = E_c - E_{\text{пр}}$.



Обычно она составляет сотые-десятые доли электронвольта. В четырёхвалентных германии и кремнии донорные центры в кристаллах создаются при введении в них в качестве примеси пятивалентных атомов следующих элементов: P, Sb, As, N, Bi. В этом случае одна электронная связь остаётся ненасыщенной и энергия ионизации пятого валентного электрона примесного атома относительно невелика.

В полупроводнике, в котором основными носителями заряда являются электроны, т.е. $n \gg p$, положение уровня Ферми определяется следующей формулой

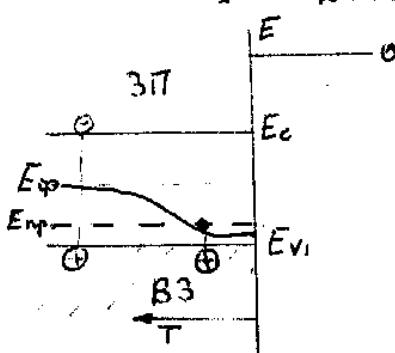
$$E_F = \frac{E_C + E_{AP}}{2} - \frac{1}{2} kT \ln \frac{(2\pi m_e^* kT)^{3/2}}{N_{AP} h^3},$$

где N_{AP} - концентрация донорных примесей. Это так называемый полупроводник n -типа или электронный полупроводник. При $T=0$ К энергия Ферми равна $E_F = \frac{E_C + E_{AP}}{2}$. Если $E_F = E_{AP}$, то это соответствует тому, что половина донорных примесей ионизована. При достаточно высокой температуре почти все электроны перейдут с локальных уровней в зону проводимости и начнётся переход электронов из валентной зоны. Уровень Ферми будет стремиться занять положение в середине запрещённой зоны, т.е. в пределе $E_F = E_V = \frac{E_C + E_V}{2}$. Чем выше концентрация донорных примесей, тем при более высокой температуре произойдёт полная их ионизация и тем выше будет располагаться кривая зависимости $E_F = f(T)$.

Если при $T=0$ К квантовое состояние, обусловленное атомом примеси, свободно от электрона, то при повышении температуры в него может перейти электрон из валентной зоны и на её верхних уровнях образуется свободное место - вакансия, т.е. "дырка". Примесь в этом случае называется акцептором. Для германия и кремния акцепторными примесями являются атомы B , Al , Ga и In . В таком полупроводнике дырки являются основными носителями заряда, а электроны - неосновными. При этом $p \gg n$, т.е. мы имеем дело с полупроводником p -типа.

Положение уровня Ферми определяется формулой

$$E_F = \frac{E_{AP} + E_V}{2} + \frac{1}{2} kT \ln \frac{(2\pi m_e^* kT)^{3/2}}{N_{AP} h^3}.$$



При $T=0$ К уровень Ферми располагается посередине между уровнями примеси и "потолком" валентной зоны, а при повышении температуры смещается к середине запрещённой зоны. С ростом концентрации акцепторных примесей заполнение дополнительных квантовых состояний будет осуществляться при более высокой температуре.

Эффективная масса электрона

Поведение электронов в твёрдом теле отличается от его поведения в вакууме. При действии на электрон силы F он будет вести себя как частица с массой, отличной от массы "свободного" электрона m_e , если представить силу как $F = m^* a$, где a - ускорение

ние электрона.

Для получения выражения для эффективной массы электрона в кристалле воспользуемся уравнением Ньютона и волновым описанием электрона. Длина волны де-Броиля для электрона $\lambda = \frac{h}{p}$, где p - импульс электрона, а h - постоянная Планка ($h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж.с.).

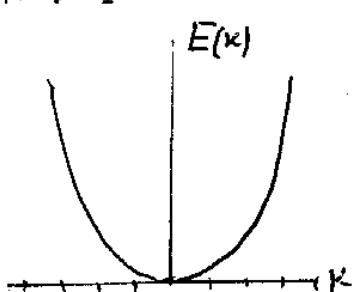
Введём волновое число $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. По де-Броилю полная энергия квантовой частицы может быть записана как $E = h \cdot \nu$ где ν - частота. Групповая скорость волн де-Броиля, равная скорости движения частицы выражается как $v_{gr} = v = \frac{d\nu}{dk}$ или $v_{gr} = \frac{d}{dk} (\frac{E}{h}) = \frac{1}{h} \cdot \frac{dE}{dk}$. Отсюда $a = \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{h} \cdot \frac{d}{dk} (\frac{dE}{dt})$. Из закона сохранения энергии $dE = F \cdot v dt$ и $\frac{dE}{dt} = F \cdot v$. Следовательно $a = -\frac{1}{h} \cdot \frac{d}{dk} (F \cdot v) = -\frac{F}{h^2} \frac{d^2 E}{dk^2}$ и $\frac{F}{a} = \frac{h^2}{d^2 E / dk^2}$. Таким образом $m^* = \frac{h^2}{d^2 E / dk^2}$.

Если работа внешних сил (напр. электрического поля) почти целиком затрачивается на увеличение потенциальной энергии электрона, то скорость электрона и его кинетическая энергия почти не изменяются. Это соответствует $m^* \gg m_e$.

Если изменение движения электрона таково, что его потенциальная энергия уменьшится, а увеличение кинетической энергии больше работы внешнего поля за счёт поглощения потенциальной энергии, то $m^* < m_e$.

Если при движении электрона скорость уменьшится за счёт увеличения потенциальной энергии и возрастание потенциальной энергии превысит работу сил внешнего поля, то $m^* < 0$.

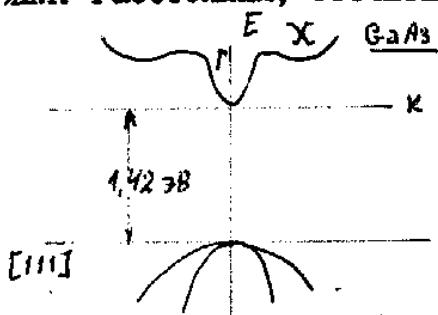
Чтобы описать движение электрона в твёрдом теле, необходимо знать зависимость $E(k)$, которая является функцией кристаллографического направления. В приближении "свободных" электронов, т.е. при рассмотрении электронов в зоне проводимости, можно пользоваться соотношением $E = \frac{k^2 k_i^2}{2m} = \frac{p^2}{2m}$. Импульс электрона проводимости равен $p = h \cdot k$, причём волновой вектор k по направлению совпадает с направлением распространения электронной волны.



Энергия "свободного" электрона как функция волнового числа может быть представлена графически в виде параболы. В реальных полупроводниковых кристаллах зависимость $E(k)$ имеет более сложный вид. В частности, для кристалла Ge в зоне проводимости наблюдается три минимума.

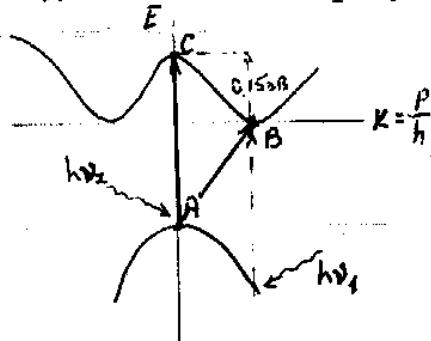
Так же сложна и валентная зона, в которой различают подзоны лёгких и тяжёлых дырок. Эффективная масса электронов проводимости в направлении оси [III] превышает массу свободного электрона и равна $m_e^* = 1,6 m_e$, а в направлении, перпендикулярном оси [III], она составляет всего 0,08 от массы свободного электрона.

Сложная структура зон характерна и для кристалла арсенида галлия. Расстояния, отсчитываемые вдоль оси "к", эквивалентны определённым значениям импульса (квазимпульса) электрона "р".



В арсениде галлия дноны проводимости находится при $k = 0$. Ширина запрещённой зоны при комнатной температуре составляет 1,42 эВ. Боковой минимум энергии (X-минимум) находится выше центрального минимума (F-минимум) на 0,31 эВ.

В связи со сложной структурой энергетических зон полупроводниковых кристаллов специальный интерес приобретает вопрос о видах перехода электронов из одной зоны в другую. Различают "прямые" и "непрямые" переходы. Прямые переходы электронов с изменением полной энергии происходят без изменения их импульса, т. е. $\Delta p = 0$, и решётка кристалла в таких переходах участия не принимает. Непрямые переходы обязательно требуют участия решётки, которой сообщается избыток импульса электрона или от неё электрон получает недостающую часть импульса.



В некоторых полупроводниках непрямые переходы с энергетической точки зрения оказываются выгоднее прямых. Так, в Ge переход электрона из состояния, соответствующего точке А на рисунке, в состояние, соответствующее точке В, потребует затраты энергии на 0,15 эВ меньше, чем переход в точку С без изменения импульса.

Участие кристаллической решётки в непрямых переходах, выражющееся в обмене импульсами с электронами, обусловлено существованием колебаний решётки. Различают два типа колебаний: акустические и оптические. В трёхмерных решётках с одним атомом на элементарную ячейку (простая кубическая, объёмно-центрированная, гранецентрированная кубические решётки) существуют лишь три акустические моды колебаний. В решётках с двумя атомами на ячейку (Ge, Si, GaAs)

имеются три акустические и три оптические моды колебаний. В физике твёрдого тела взаимодействие электронов с колебаниями решётки обычно рассматривают как взаимодействие с квазичастицами – фононами. Энергия фонона $E_{\text{фон}} = h \cdot \nu_{\text{фон}}$, $\nu_{\text{фон}}$ – частота колебаний решётки, а импульс фонона $p_{\text{фон}} = \frac{E_{\text{фон}}}{V}$, где V – скорость распространения колебаний в кристалле. Таким образом, взаимодействие электрона с решёткой сводится к обмену импульсами и энергией с фононом.

Явления переноса зарядов

Дрейф и диффузия носителей заряда. Дрейф носителей заряда – это их направленное движение под действием электрического поля. Дополнительная энергия, как правило, невелика и приобретается носителями заряда на длине свободного пробега в слабых электрических полях. Обычно она составляет $10^{-8} + 10^{-4}$ эВ. В трёхмерном кристалле в пределах одной зоны энергетический интервал между соседними уровнями составляет $\Delta E \sim 10^{-15}$ эВ. Для сравнения укажем, что kT при $T=300$ К равно 0,026 эВ, т.е. $kT \gg \Delta E$.

Электронная составляющая плотности дрейфового тока равна $j_n^{\text{др}} = q \cdot M_n \cdot n \cdot E$, где M_n – подвижность электронов.

Дырочная составляющая равна

$j_p^{\text{др}} = q \cdot M_p \cdot p \cdot E$, где M_p – подвижность дырок.

Знаки зарядов носителей и направление их скорости в обоих случаях противоположны. Суммарный дрейфовый ток равен

$$\vec{j}_{\text{др}} = \vec{j}_{n,\text{др}} + \vec{j}_{p,\text{др}} = q(n \cdot M_n + p \cdot M_p) E.$$

Диффузия – это движение носителей заряда из-за наличия градиента концентрации. Поток частиц при диффузии $\vec{F}_m = -D_m \cdot \text{grad } m$. Плотность тока $\vec{j}_{\text{диф}} = -q \cdot \vec{F}_m$.

Электронная составляющая плотности диффузационного тока равна

$$\vec{j}_{n,\text{диф}} = q \cdot D_n \cdot \text{grad } n$$

В этом случае направление вектора $\vec{j}_{n,\text{диф}}$ совпадает с направлением вектора $\text{grad } n$.

Дырочная составляющая плотности диффузационного тока равна

$$\vec{j}_{p,\text{диф}} = -q \cdot D_p \cdot \text{grad } p.$$

Знак минус появился вследствие того, что направление вектора $\vec{j}_{p,\text{диф}}$ противоположно направлению вектора $\text{grad } p$.

Коэффициенты диффузии носителей зарядов связаны с их подвижностью соотношением Эйнштейна $D_n = M_n \frac{kT}{q}$ и $D_p = M_p \frac{kT}{q}$.

Диффузия может иметь место и при $\text{grad}n = 0$ из-за наличия в кристалле градиента температуры. Из нагретой части кристалла носители заряда, имеющие большую тепловую энергию и занимающие более высокие энергетические уровни, диффундируют в более холодные места.

Для трёх наиболее часто применяемых полупроводников в таблице приведены основные физические характеристики. $T = 300$ К.

	G e	S i	G aAs
ϵ	16	12	13
ΔE_3 , эВ	0,66	1,12	1,42
μ_n , см 2 /с.В	3900	1500	8500
M_p , " "	1900	450	400
D_n , см 2 /с	90	38	
D_p , " "	45	13	
$N_i = p_i$, см $^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{13}$	$1,45 \cdot 10^{10}$	$1,79 \cdot 10^6$
ρ , Ом.см	47	$2,3 \cdot 10^5$	10^8
N_A , см $^{-3}$	$4,42 \cdot 10^{22}$	$5 \cdot 10^{22}$	$4,42 \cdot 10^{22}$

Для полупроводникового кристалла с узкой запрещённой зоной $InSb$ получена подвижность электронов $7 \cdot 10^4$ см 2 /с.В.

Уравнение плотности тока. Если кристалл находится в электрическом поле и градиент концентрации носителей зарядов отличен от нуля, то через кристалл будет протекать ток, обусловленный как дрейфом, так и диффузией носителей заряда.

$$\begin{aligned} j_n &= j_{n\text{др}} + j_{n\text{диф}} = q \cdot n \mu_n \mathcal{E} + q \cdot D_n \text{grad}n - \text{электронная составляющая.} \\ j_p &= q \cdot p \mu_p \mathcal{E} - q \cdot D_p \text{grad}p - \text{дырочная составляющая.} \end{aligned}$$

$$\text{Полный ток } j = j_n + j_p = q(n \mu_n + p \mu_p) \mathcal{E} + q(D_n \text{grad}n - D_p \text{grad}p).$$

Генерация и рекомбинация носителей зарядов

Процесс создания носителей зарядов путём энергетического воздействия на полупроводник называется генерацией неравновесных носителей т.е. носителей, не находящихся в термодинамическом равновесии с кристаллической решёткой. Общая концентрация носителей зарядов может быть представлена как $n = n_0 + \Delta n$, где Δn - неравновесная концентрация. Известны следующие способы создания неравновесных носителей. 1. Освещение полупроводника, 2. облучение быстрыми частицами, 3. воздействие сильным электрическим полем, 4. инъекция носителей из соседней области, 5. нагрев полупроводника.

После прекращения внешнего воздействия на полупроводник концентрация неравновесных носителей в месте их генерации уменьшается со временем в результате их рекомбинации, т.е. процесса нейтрализации пары носителей зарядов "электрон-дырка", или перемещения в соседней области.

дные области. Баланс носителей заряда (напр. электронов) можно выразить с помощью уравнения непрерывности

$$\frac{dn}{dt} = G_n - R_n + \frac{1}{q} \operatorname{div} j_n,$$

где G_n – скорость генерации электронов, R_n – скорость их рекомбинации, а $\frac{1}{q} \operatorname{div} j_n$ – изменение тока электронов, пронизывающего рассматриваемый объём полупроводника. Последнее слагаемое, как правило, отлично от нуля вследствие неравенства втекающего и вытекающего потоков носителей заряда.

Функция, описывающая скорость рекомбинации носителей, может быть представлена следующим образом, где n_p – полная концентрация электронов в заданной точке, а n_{p0} – равновесная концентрация электронов: $\frac{dn}{dt} = \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$

Существует несколько механизмов рекомбинации носителей зарядов:

1. междузонный, при котором нейтрализуются носители, находящиеся в разных зонах (электроны – в ЗП, дырки – в ВЗ); при нейтрализации электронно-дырочной пары выделяется энергия близкая к ΔE_3 ;
2. ловушечный, имеющий вероятность в 10^4 раз большую по сравнению с предыдущим, что связано с захватом одного из носителей ловушкой и рекомбинацией рдного неподвижного заряда с подвижным; в этом случае время взаимодействия носителей достаточно велико, чтобы произошла их нейтрализация;
3. поверхностная рекомбинация, протекающая на поверхности полупроводника, содержащей много дефектов.

Ловушечный механизм рекомбинации может протекать с участием как одного, так и двух дискретных уровней, расположенных в запрещённой зоне. Наиболее эффективно этот процесс идёт в случае, когда рекомбинационный уровень расположен вблизи середины запрещённой зоны.

Основной характеристикой процесса рекомбинации является время жизни носителей зарядов τ_n и τ_p , рассматриваемых как неосновные носители соответственно в полупроводнике р-типа и н-типа.

Определим связь между концентрацией неравновесных носителей и временем жизни.

Если зафиксировать координату рассматриваемой точки объёма полупроводника (одномерный случай), то

$$-\frac{dn}{dt} = \frac{\Delta n_p}{\tau_n}, \quad \Delta n_p = n_p - n_{p0}$$

$$\text{или } \tau_n = \left| \frac{\Delta n_p}{\frac{dn}{dt}} \right|, \quad d(n_p - n_{p0}) = dn_p = d(\Delta n_p). \quad \text{Следовательно, } \frac{d(\Delta n_p)}{\Delta n_p} = -\frac{dt}{\tau_n}$$

$$(\Delta n_p)_{\max} = \Delta n_p(0). \quad \int_{\Delta n_p(0)}^{\Delta n_p(t)} \frac{d\Delta n_p(t)}{\Delta n_p} = - \int_0^t \frac{dt}{\tau_n}, \quad \ln \frac{\Delta n_p(0)}{\Delta n_p(t)} = \frac{t}{\tau_n}$$

$$\frac{\Delta n_p(0)}{\Delta n_p(t)} = e^{-\frac{t}{\tau_n}}, \quad \text{т.о. } \Delta n_p(t) = \Delta n_p(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_n}}.$$

С учётом перемещения носителей зарядов скорость изменения их концентрации в одномерной модели можно представить так

$$\text{для электронов } \frac{dn}{dt} = -\frac{n-n_0}{\tau_n} + \frac{1}{q} \operatorname{div} j_n = -\frac{n-n_0}{\tau_n} + \frac{1}{q} (\dot{j}_n \operatorname{dr}^+ j_n) \text{ диф}$$

$$\text{или } \frac{dn_p}{dt} = -\frac{n_p-n_{p0}}{\tau_p} + n_p \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + M_n \mathcal{E} \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2}.$$

Аналогично получаем для дырок

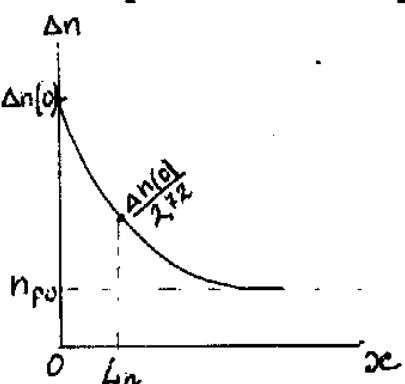
$$\frac{dp_d}{dt} = \frac{p_d - p_{d0}}{\tau_p} - \mu_p \frac{\partial E}{\partial x} - M_p \mathcal{E} \frac{\partial p_d}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_d}{\partial x^2}.$$

При движении в кристалле вдоль оси "x" число носителей уменьшается вследствие их рекомбинации, и на

расстоянии "x" от места их образования число неравновесных носителей будет равно

$$\Delta n(x) = \Delta n(0) \cdot \exp(-x/L_n), \text{ где } \Delta n(0) - \text{число неравновесных носителей в точке их образования } (x=0), \text{ а } L_n - \text{ср. диффузационная длина, } L_n = \sqrt{D_n \tau_n}.$$

Этот результат получается из решения уравнений диффузии.



Коэффициент диффузии D связан с подвижностью соотношением

$$\text{Финштейна } D = M \frac{kT}{q}. \text{ Так, для электронов } D_n = M_n \frac{kT}{q}.$$

Закон "действующих масс"

Для решения некоторых задач электроники необходимо знать как концентрацию основных носителей заряда, так и концентрацию неосновных носителей. С высокой степенью точности можно считать, что при рабочих температурах полупроводниковых приборов концентрация основных носителей приблизительно равна концентрации примесных атомов, т.е. почти все примеси ионизованы. Так, в электронном полупроводнике $n_n \approx N_g$, а в дырочном $p_p \approx N_a$.

Значения p_n и n_p можно найти из закона "действующих масс":

$$n_n \cdot p_n = p_p \cdot n_p = n_i \cdot P_i = n_i^2$$

Это соотношение вытекает из выражений для $n = Z_c \exp(-\frac{E_c - E_\Phi}{kT})$

и для $p = Z_v \exp(-\frac{E_v - E_\Phi}{kT})$. Очевидно, что $n \cdot p = \exp(-\frac{E_c - E_\Phi}{kT}) \cdot Z_c Z_v =$

$= Z_c \cdot Z_v \exp(-\Delta E_3 / kT)$ есть константа для данного полупроводника независимо от типа проводимости, т.е. $n \cdot p = n_i \cdot P_i$.

По табличным значениям n_i можно найти концентрацию неосновных носителей при известной степени легирования полупроводника примесями

$$\text{Например, } n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \approx \frac{n_i^2}{N_a} \quad \text{и} \quad p_n = \frac{n_i^2}{p_n} \approx \frac{n_i^2}{N_d}.$$

"Встроенное" поле в неоднородном полупроводнике

Неравномерное распределение зарядов в полупроводнике приводит к созданию в нём "встроенного" электрического поля. Причиной этого является неравномерное распределение примесей и дефектов по объёму полупроводника. Для некоторых применений специально создают материалы с градиентом концентрации примесей. Корректный расчёт поля возможен при использовании уравнения Пуассона, описывающего связь между электрическим полем и объёмным зарядом

$$\operatorname{div} \mathcal{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} [p(x, y, z) - n(x, y, z) + N_d^+(x, y, z) - N_a^-(x, y, z)]$$

В одномерной модели заменяем $\operatorname{div} \mathcal{E}$ на dE/dx . ϵ - диэлектрическая проницаемость полупроводника, q - плотность объёмного заряда, зависящая от координат, N_d^+ и N_a^- - концентрация ионизованных донорных и акцепторных примесей.

Решение уравнения Пуассона даже в одномерном случае

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{q}{\epsilon \epsilon_0} [p(x) + N_d^+ - n - N_a^-] \text{ зачастую не представляется возможным.}$$

Поэтому встроенное электрическое поле находят, используя уравнение полного тока.

Для полупроводника, легированного донорными примесями,
 $j_n = q \cdot D_n \frac{dn}{dx} + q \cdot n \mu_n \mathcal{E}_n$, где \mathcal{E}_n - встроенное поле в полупроводнике.

При внешнем электрическом поле, равном нулю, $j_n = 0$ и
 $0 = q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx} + q \cdot n \mu_n \mathcal{E}_n$. В равновесном кристалле напряжённость электрического поля постоянна. Учитывая, что $\mu_n = \frac{D_n \cdot q}{kT}$, получим

$$\mathcal{E}_n = -\frac{D_n \cdot dn/dx}{n \cdot \mu_n} = -\frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx} \approx -\frac{kT}{q} \frac{1}{N_d} \frac{dN_d}{dx}$$

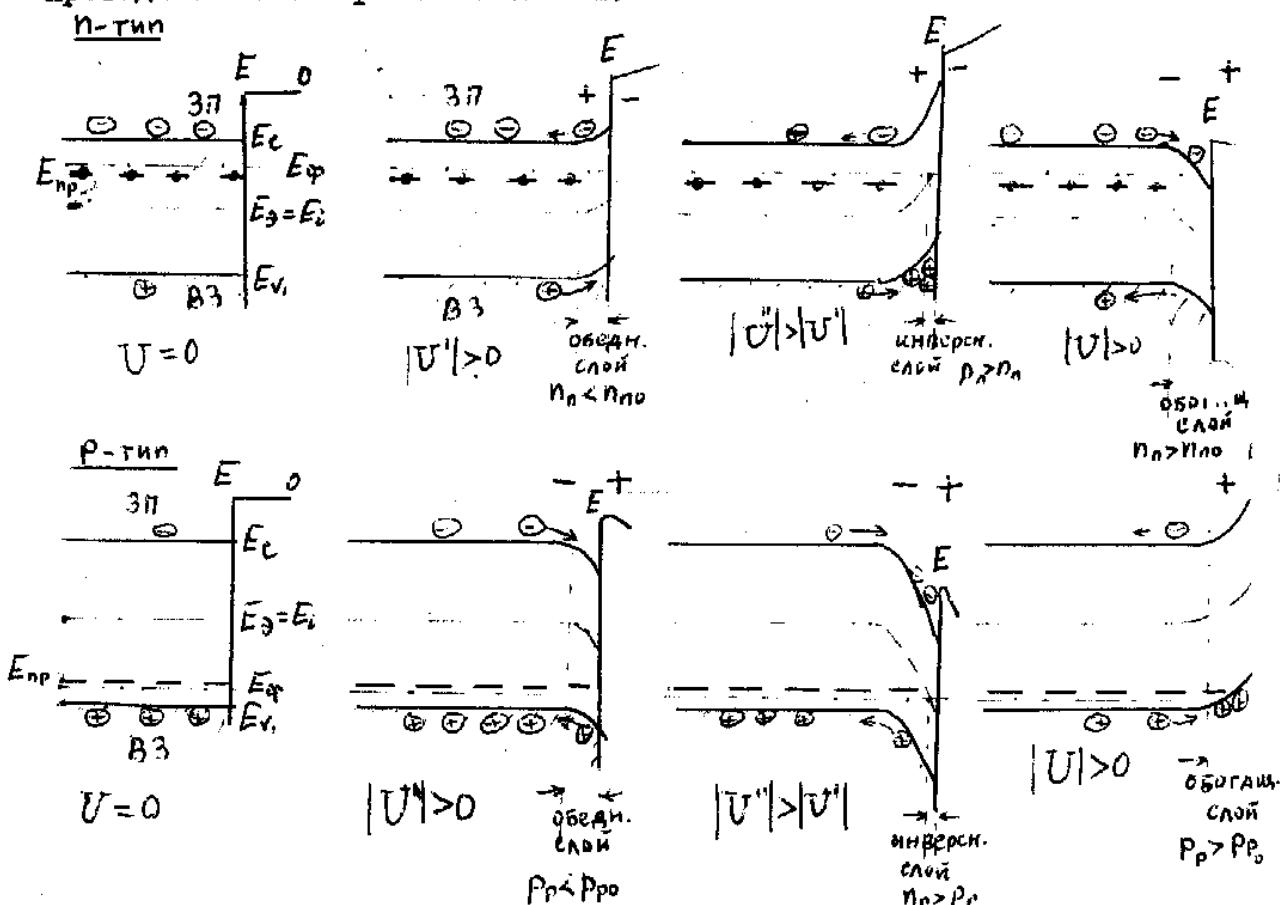
Таким образом, встроенное электрическое поле в полупроводнике пропорционально градиенту концентрации примесей dN_d/dx и обратно-пропорционально концентрации их (с учётом, что $n \approx N_d$, $p \approx N_a$). По известным N_d и dN_d/dx можно найти напряжённость встроенного поля

\mathcal{E}_n и наоборот, по известному полю можно определить распределение примесей в кристалле.

Полупроводник в электрическом поле

Известно, что внешнее электрическое поле практически не проникает в металлы, экранируясь электрическими зарядами металла (электронами) уже на расстоянии в один атомный слой. Это связано с большой концентрацией электронов проводимости в металлах ($\sim 10^{22} \text{--} 10^{23} \text{ см}^{-3}$). В случае диэлектриков и полупроводников глубина проникновения электрического поля в кристалл значительно больше и определяется

радиусом экранирования Дебая-Хюккеля $\alpha_D = (\epsilon kT/q^2 n)^{1/2}$. На расстоянии от поверхности полупроводника, равном радиусу Дебая-Хюккеля, напряжённость электрического поля в полупроводнике уменьшается в "e" раз по сравнению с полем на поверхности. Объёмный заряд в приповерхностной области полупроводника частично компенсирует внешнее поле. Электрическое поле объёмного заряда изменяет энергию электронов, т.е. вызывает искривление зон энергии вблизи поверхности. В зависимости от направления электрического поля и знака носителей заряда произойдёт обеднение или обогащение приповерхностного слоя носителями. При больших напряжениях зоны изгибаются настолько сильно, что вблизи поверхности происходит пересечение уровня Ферми E_F с собственным уровнем $E_i = \frac{E_c + E_v}{2}$. В этом случае концентрация несущих носителей у поверхности превосходит концентрацию основных носителей. Эта ситуация называется режимом инверсии - изменения типа проводимости на противоположный.



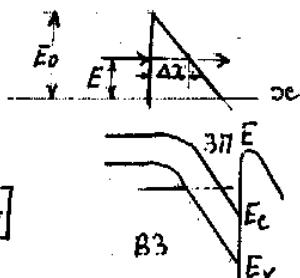
Эффекты сильного электрического поля

Электрическое поле может вызвать изменение как концентрации носителей заряда, так и их подвижности.

Ударная ионизация. В достаточно сильном электрическом поле носители заряда могут приобрести на длине свободного пробега необходимую энергию, чтобы вызвать ионизацию атомов решётки. Условие этого процесса — $q \cdot E \cdot \lambda = E_i$, где E_i — энергия связи валентного электрона в кристалле. Обычно, она составляет $(2+2,5)\Delta E_3$. При многократном повторении этого процесса образуются лавина носителей заряда. Лавинообразование характеризуется коэффициентом $\alpha(E) = A \cdot E^m$, A и m — константы для данного материала, $m = 6+8$.

Туннелирование (эффект Зинера). При значительном поле происходит сильный изгиб энергетических зон в полупроводнике, и электроны могут переходить из валентной зоны в зону проводимости за счёт туннельного эффекта сквозь потенциальный барьер шириной Δx без изменения энергии. Вероятность перехода определяется высотой и шириной потенциального барьера

$$w_t = \frac{16E(E_0-E)}{E_0^2} \exp\left[-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m_e(E_0-E)\Delta x}\right]$$

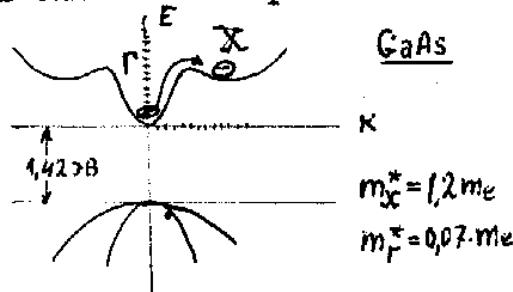


Здесь E — энергия туннелирующих электронов, E_0 — высота потенциального барьера, m_e — масса электрона. Количество переходов слева направо сквозь барьер будет больше, так как концентрация связанных электронов в кристалле больше, чем свободных. В результате, число электронов проводимости будет возрастать. Этот эффект проявляется при напряжениях поле больше $10^5 + 10^6$ В/см.

Разогрев электронного газа. За счёт электрического поля носители зарядов увеличивают свою энергию на пути, равном длине свободного пробега. Их энергия превышает тепловую, определяемую температурой кристаллической решётки. Функция распределения электронов по энергиям соответствует более высокой температуре, чем температура решётки. Такие электроны называют "горячими". Они термализуются, т.е. приходят в термодинамическое равновесие с решёткой за короткое время ($\sim 10^{-14}$ с), отдавая избыточную энергию решётке в результате неупругих столкновений.

Междолинные переходы электронов (эффект Ганна, 1963г).

В сильном электрическом поле возможен переход электронов из Г минимума, которому соответствует $k=0$ в зоне проводимости GaAs, в X минимум.



Критическое поле для такого перехода равно $3 \frac{\text{kV}}{\text{см}}$. Эффективная масса электронов в X минимуме значительно больше, чем в Г минимуме, а подвижность

меньше, т.е. $m_x^* > m_\Gamma^*$, $\mu_\Gamma > \mu_x$.

Зависимость подвижности носителей зарядов от температуры и напряжённости электрического поля.

В неполярных кристаллах, к которым относятся С-е и Si, основными механизмами, определяющими подвижность носителей, являются рассеяние на акустических фонах и рассеяние на ионизированных примесных атомах.

От температуры значения подвижности, определяемой рассеянием на акустических фонах, зависят следующим образом $\mu_a \sim T^{-3/2}$.

Подвижность, обусловленная рассеянием на ионизированных примесях, изменяется с температурой по закону $\mu_{np} \sim T^{3/2}$.

Результирующая подвижность равна $\mu = (\mu_a + \mu_{np})^{-1}$.

В полярных полупроводниках, таких, как GaAs, определяющую роль играет рассеяние на оптических фонах и $\mu \sim T^{1/2}$.

При малых электрических полях дрейфовая скорость носителей пропорциональна напряжённости электрического поля, и коэффициент пропорциональности, подвижность носителей заряда, не зависит от поля. Однако при достаточно больших полях полевая зависимость дрейфовой скорости становится нелинейной, а затем происходит насыщение дрейфовой скорости. Механизм этого процесса состоит в следующем. В электрическом поле носители приобретают дополнительную энергию и отдают её решётке. При этом средняя энергия носителей оказывается больше, чем в равновесном случае, а их распределение по энергии будет характеризоваться эффективной электронной температурой T_e , которая больше температуры решётки T .

$$v_{dr} = \mu \cdot E \left(T / T_e \right)^{1/2}.$$

При малых электрических полях, когда $\mu \cdot E < C_3$ — скорости звука, получаем $T_e \approx T \left[1 + 3\pi/32 (\mu \cdot E / C_3)^2 \right]$.

$$\text{Дрейфовая скорость } v_{dr} = \mu \cdot E \left[1 - 3\pi/64 (\mu \cdot E / C_3)^2 \right].$$

При напряжённости электрического поля, соответствующем равенству $\mu \cdot E = 8 C_3 / 3$, электронная температура T_e становится в 2 раза больше решёточной, а подвижность носителей уменьшается на 30%. При ещё больших полях дрейфовая скорость в С-е и Si перестаёт зависеть от поля и становится равной скорости насыщения

$$v_{dr \text{ нас}} = (8E_p / 3\pi m)^{1/2} = 10^7 \text{ см/с},$$

здесь E_p — энергия оптического фона.

В GaAs полевая зависимость дрейфовой скорости носит более сложный характер, что обусловлено особенностями энергетических зон.

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД

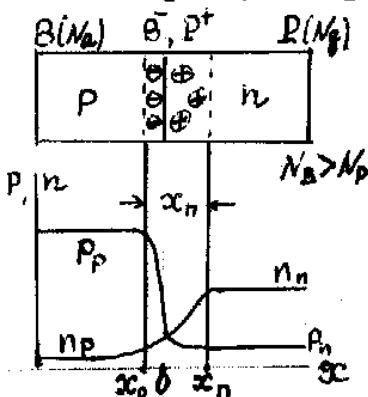
Электронно-дырочный (р-п) переход – это переходной слой между двумя областями полупроводника с разной электропроводностью. Для р-п перехода характерно наличие электропроводности р-типа в одной области и п-типа – в другой. В переходе существует диффузионное электрическое поле.

Если переход образован на границе двух областей с одним типом проводимости, но с разной концентрацией носителей заряда (примеси) то он может быть электронно-электронным (n^-n) или дырочно-дырочным (p^+p). Переходы, включающие в себя области с собственной проводимостью, называются р-і или і-і переходами.

Если переходы сформированы одинаковыми полупроводниками (например, Ge-р и Ge-п), то переход называется гомопереходом, если же он сформирован различными полупроводниками (например, Ge-п и GaAs -р), то это гетеропереход. Последние играют большую роль в полупроводниковой электронике.

Равновесный идеальный плоскостной р-п переход

Пусть р-п переход образован в полупроводниковом кристалле двумя областями, одна из которых содержит донорные примеси (п-область) а другая – акцепторные (р-область). Граница между областями – плоскость. В п-области больше электронов, где они являются основными носителями заряда, а в р-области больше дырок.



В результате теплового движения носителей из-за градиента их концентрации возникает диффузионный ток электронов из п-области в р-область, а дырок – из р-области в п-область. Такое встречное движение носителей вызывает изменение их распределения в области перехода.

При уходе электронов в п-области близи границы остаются нескомпенсированные положительные заряды ионов примесей (напр., P, As, Sb), а в области р-типа после ухода дырок – нескомпенсированные заряды отрицательных ионов (B, Al, Ga, In).

В результате указанных процессов на границе областей образуется двойной электрический слой, жестко связанный с кристаллической решёткой, и обусловленный им скачок потенциала – потенциальный барьер. Толщина этого слоя составляет $10^{-5} + 10^{-4}$ см.

Кроме диффузионных токов, обусловленных градиентом концентра-

ции носителей зарядов, через переход потекут дрейфовые токи электронов и дырок в электрическом поле перехода $-E_{\Pi} = -\frac{\Psi_{\Pi}}{x_{\Pi}}$, где Ψ_{Π} — высота потенциального барьера в переходе, x_{Π} — ширина перехода.

Через некоторое время в переходе установится динамическое равновесие, при котором прекратится движение зарядов через переход:

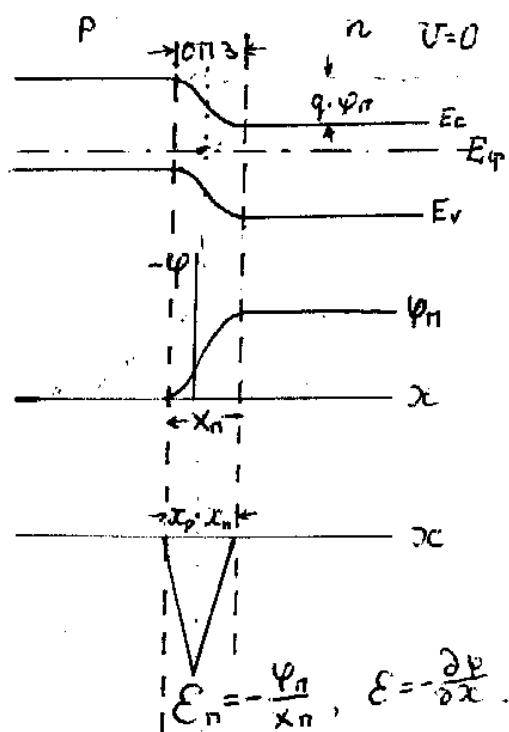
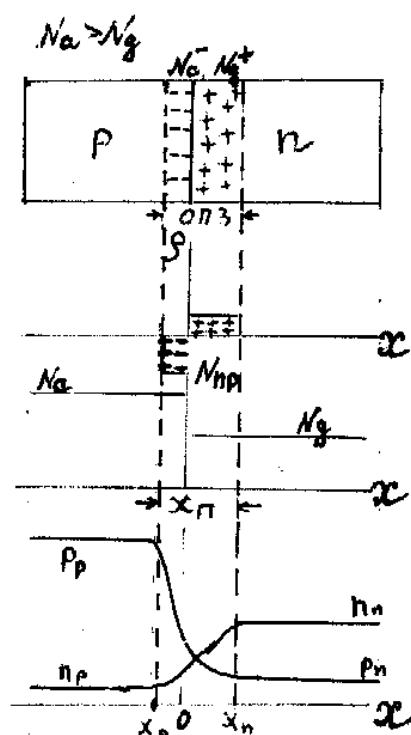
$$j_{n,\text{диф}} + j_{p,\text{диф}} - j_{n,\text{др}} - j_{p,\text{др}} = 0$$

Дрейфовые токи равны диффузионным и направлены навстречу им. Если внешнее поле отсутствует, то результирующий ток для каждого типа носителей через n-p переход равен нулю.

Близи границы перехода концентрация свободных носителей заряда существенно уменьшается, и образуется двойной электрический слой ионизированных атомов примесей. Эта область пространственного заряда (ОПЗ), обеднённая носителями заряда, состоит из положительно заряженных доноров (в n-области) и отрицательно заряженных акцепторов (в p-области).

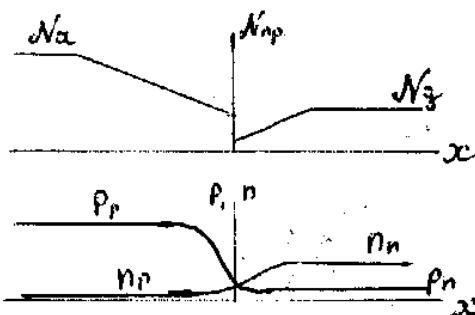
Типы p-n переходов

У границы перехода концентрация примесей разного типа значительно изменяется. Если толщина области изменения концентрации примеси меньше толщины ОПЗ, то переход называется резким. Если же толщина этой области сравнима с толщиной ОПЗ, то переход называется плавным. Одной из основных характеристик плавного перехода является градиент концентрации примесей в области перехода.



При равенстве концентрации примесей в р- и п- областях ($N_a = N_g$) имеем симметричный переход, при $N_a \gg N_g$ или $N_g \gg N_a$ - несимметричный. На рисунках приведены распределение примесей, концентрации основных и неосновных носителей, объемного заряда, электрического поля и потенциала в случае несимметричного резкого и плавного переходов.

Плавный переход



Идеализированный электронно-дырочный переход и его параметры

Рассмотрим одномерный переход, поскольку токи, текущие нормально к плоскости перехода, значительно больше тангенциальных. В этом случае $\text{град}n = \frac{dn}{dx}$ и $\text{град}p = \frac{dp}{dx}$.

Плотность токов диффузии основных носителей через переход равна

$$j_{n,\text{диф}} = q D_n \frac{dn}{dx}, \quad j_{p,\text{диф}} = -q D_p \frac{dp}{dx}.$$

С другой стороны, плотность дрейфовых токов неосновных носителей в диффузионном поле перехода E_π равна

$$j_{n,\text{др}} = q n_m E_\pi = q^2 n \frac{D_n}{kT} \cdot E_\pi, \quad j_{p,\text{др}} = q^2 p \frac{D_p}{kT} E_\pi$$

В случаях, когда концентрация носителей зависит от времени, необходимо пользоваться уравнением непрерывности.

В равновесном состоянии $j_{n,\text{диф}} = j_{n,\text{др}}$ и $j_{p,\text{диф}} = j_{p,\text{др}}$. Следовательно, градиенты концентраций электронов и дырок могут быть определены из следующих соотношений

$$-\frac{dn}{dx} = -q n \frac{E_\pi}{kT} \quad \text{и} \quad \frac{dp}{dx} = q p \frac{E_\pi}{kT}.$$

$$\text{Отсюда } \frac{dn}{n} = -\frac{q}{kT} E_\pi dx \quad \text{и} \quad \frac{dp}{p} = \frac{q}{kT} E_\pi dx.$$

Возьмём интеграл от этих выражений по ширине р-п перехода.

$$\int_{n_{po}}^{n_{no}} \frac{dn}{n} = - \int_0^{x_\pi} \frac{q}{kT} E_\pi dx, \quad l_n n_{no} - l_n n_{po} = l_n \frac{n_{no}}{n_{po}} = - \frac{q}{kT} E_\pi x_\pi.$$

$$n_{po} = n_{no} \cdot \exp\left(-\frac{q}{kT} \varphi_\pi\right), \quad \text{т.к.} \quad -E_\pi = \frac{\varphi_\pi}{x_\pi}$$

Аналогично $p_{no} = p_{po} \cdot \exp(-\frac{q}{kT} \cdot \varphi_{II})$. Таким образом, мы получили выражения для соотношений концентраций носителей зарядов по обе стороны перехода.

Высота потенциального барьера

Из полученных выше выражений можно записать

$$\varphi_{II} = \frac{kT}{q} \cdot \ln \frac{n_{no}}{n_{po}} \text{ или } \varphi_{II} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{po}}{p_{no}}.$$

Представим φ_{II} так: $\varphi_{II} = \frac{kT}{q} \cdot \ln \frac{p_{no} \cdot n_{no}}{p_{po} \cdot n_{po}}$.

Из соотношения действующих масс получаем $p_{no} \cdot n_{no} = p_i \cdot n_i = n_i^2 = Z_c \cdot Z_v \cdot \exp(-\frac{\Delta E_3}{kT})$, откуда $\ln p_{no} \cdot n_{no} = -\frac{\Delta E_3}{kT} + \ln Z_c \cdot Z_v$.

Подставив это в выражение для φ_{II} , получаем

$$\varphi_{II} = -\frac{kT}{q} \left(-\frac{\Delta E_3}{kT} + \ln Z_c \cdot Z_v - \ln p_{po} n_{no} \right), \text{ т.е.}$$

$$\varphi_{II} = \frac{\Delta E_3}{kT} - \frac{kT}{q} \ln \frac{Z_c \cdot Z_v}{p_{po} \cdot n_{no}} \approx \frac{\Delta E_3}{kT} - \frac{kT}{q} \ln \frac{Z_c \cdot Z_v}{N_a \cdot N_d}$$

Таким образом, высота потенциального барьера тем больше, чем больше ΔE_3 ; она возрастает с ростом концентрации примесей ($n_{no} \approx N_d$ и $p_{po} \approx N_a$). Высота барьера уменьшается с ростом температуры. Физически это связано с тем, что при повышении температуры уровни Ферми в p- и n-полупроводниках сближаются, т.к. стремятся занять положение посредине запрещенной зоны по мере термоионизации примесей. Происходящее одновременное сближение остальных энергетических уровней приводит к снижению потенциального барьера для носителей на границе p- и n-областей перехода.

Оценим величину φ_{II} для переходов в Ge и Si при 300 К. В симметричном переходе $n_{no}/p_{po} = 1$ и $n_{po}/p_{no} = 1$. Положим $N_{no}/p_{no} = 2,5 \cdot 10^4$. Расчет показывает, что $\varphi_{II} = 0,3 - 0,4$ В для Ge и $\varphi_{II} = 0,7 - 0,8$ В для Si.

Электрическое поле перехода

Проходя через переход, основные носители зарядов преодолевают задерживающее поле, образуемое потенциальным барьером, а неосновные - ускоряется этим полем. Для плоского одномерного перехода напряженность электрического поля можно найти, используя уравнение Пуассона $\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} [N_g^+(x) - N_a^-(x)]$, где N_g и N_a - концентрации доноров и акцепторов.

В случае резкого перехода выражение для поля имеет вид $|E| = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} (N_a^- x_p - N_g^+ x_p)$, а максимальное значение E_{max} при $N_a \gg N_g$

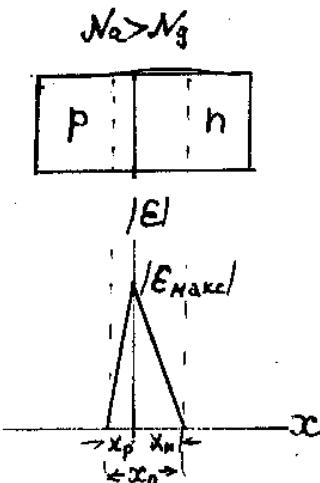
$$|E_m| = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} \cdot N_a \cdot x_p$$

Соотношение между шириной области отрицательного объемного за-

ряда в р-области и шириной области положительного заряда в п-области определяется условием электронейтральности

$$\frac{x_p}{x_n} = \frac{N_p}{N_n}$$

Точка, соответствующая максимуму поля, делит переход на части, толщины которых обратно пропорциональны концентрации примесей в соответствующих областях. Таким образом, ОПЗ перехода расположена, в основном, в слаболегированной области, или базе. Сильно-легированная область перехода называется эмиттером.



Ширина р-п перехода $x_{\text{п}}$

В случае резкого (ступенчатого) перехода его полная ширина равна $x_{\text{п}} = x_p + x_n = \left[\frac{2\epsilon_0(N_p + N_n)}{qN_p \cdot N_n} \cdot (\varphi_{\text{п}} - U) \right]^{1/2}$

Для несимметричного перехода, когда $N_p \gg N_n$ или $N_n \gg N_p$, ширина перехода $x_{\text{п}} = \left[\frac{2\epsilon_0(\varphi_{\text{п}} - U)^2}{qN_p} \right]^{1/2}$, где N_p — концентрация примесей в базе.

При приложении к переходу напряжения в прямом направлении его ширина уменьшается, а при обратном смещении перехода его ширина возрастает по мере увеличения $U_{\text{обр}} \text{ и } x_{\text{п}} = \left[\frac{2\epsilon_0}{qN_p} (\varphi_{\text{п}} + U_{\text{обр}}) \right]^{1/2}$. Обычно $|U_{\text{обр}}| \gg \varphi_{\text{п}}$ и ширина перехода может быть представлена следующим образом: $x_{\text{п}} = \left(\frac{2\epsilon_0}{qN_p} U_{\text{обр}} \right)^{1/2}$.

Рассмотрим плавный переход. При линейном характере распределения примесей его ширина зависит от градиента концентрации примеси

$$x_{\text{п}} = \left[\frac{12\epsilon_0}{q \text{grad } N_p} (\varphi_{\text{п}} - U) \right]^{1/3}$$

Вольт-амперные характеристики идеального р-п перехода

Под идеальным будем понимать плоскопараллельный, бесконечный по протяжённости переход без генерации и рекомбинации носителей заряда в нём. В равновесном состоянии (при отсутствии внешнего напряжения)

$$I_{\text{ро}} = I_{n0} \cdot \exp\left(-\frac{q\varphi_{\text{п}}}{kT}\right) \quad \text{и} \quad R_{n0} = r_{\text{ро}} \cdot \exp\left(-\frac{q\varphi_{\text{п}}}{kT}\right).$$

При включении внешнего напряжения в прямом направлении потенциальный барьер на границе перехода снижается, и через переход инжектируются носители зарядов.

В р-область инжектируются электроны

$$I_p = I_{n0} \cdot \exp\left(-\frac{q(V_n - U_{np})}{kT}\right) = I_{n0} \cdot \exp\left(-\frac{q\varphi_{\text{п}}}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{qU_{np}}{kT}\right) = I_{\text{ро}} \cdot \exp\left(\frac{qU_{np}}{kT}\right)$$

Дырки инжектируются через барьер в n-область $p_n = p_{n0} \cdot \exp \frac{qU}{kT}$

Неравновесные концентрации неосновных носителей возрастают по экспоненциальному закону с увеличением U . Определим избыток электронов над равновесной концентрацией у границы p-n перехода в p-области:

$$n_p - n_{po} = n_{po} \cdot (\exp \frac{qU}{kT} - 1) \text{ при } x=0.$$

На расстоянии x от перехода концентрация избыточных электронов равна

$$n_p - n_{po} = n_{po} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \cdot \exp \left(-\frac{x}{L_n} \right).$$

Отсюда находим градиент концентрации неосновных носителей на расстоянии x от перехода в p-области $-\frac{dn_p}{dx} = \frac{n_{po}}{L_n} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \cdot \exp \left(-\frac{x}{L_n} \right)$

Ток диффузии (инжекции) электронов через переход ($x=0$) равен:

$$I_n = S \cdot j_n = S \cdot q \cdot D_n \frac{dn_p}{dx} = S \cdot q \cdot \frac{L_n^2}{Z_n} \cdot \frac{n_{po}}{L_n} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) = S \cdot q \cdot L_n \frac{n_{po}}{Z_n} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right)$$

с учётом, что $D_n = L_n^2/Z_n$.

По аналогии для дырочной составляющей тока получаем

$$I_p = S \cdot q \cdot L_p \cdot \frac{n_{po}}{Z_p} \cdot \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right).$$

$$\text{Полный ток через переход } I = I_n + I_p \equiv I_0 \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right),$$

где $I_0 = q \cdot S \left(\frac{L_n}{Z_n} n_{po} + \frac{L_p}{Z_p} p_{n0} \right) = q \cdot S \left(\frac{D_n}{L_n} \cdot n_{po} + \frac{D_p}{L_p} \cdot p_{n0} \right)$ — ток насыщения, или тепловой ток.

Прямая ветвь вольтамперной характеристики ВАХ соответствует диффузионному (инжекционному) току основных носителей заряда, обратная ветвь обусловлена дрейфом (экстракцией) неосновных носителей.

Влияние температуры на характеристики и параметры p-n перехода

При повышении температуры концентрация основных носителей меняется мало. В основном, изменяется их распределение по энергии, а именно, электроны переходят на более высокие энергетические уровни, что облегчает их прохождение над потенциальным барьером перехода. Кроме того, с ростом температуры снижается потенциальный барьер из-за уменьшения ΔE_3 и из-за увеличения второго члена в выражении для $\varphi_{n0} = \frac{\Delta E_3}{q} - \frac{kT}{q} \ln \frac{Z_c Z_v}{p_{n0} n_{po}}$. С ростом Т существенно возрастает концентрация неосновных носителей заряда: $n_{po} = \frac{n_i^2}{p_{n0}} \approx \frac{n_i^2}{p_{n0}} \sim \frac{T^3}{N_a N_a} \cdot e^{-\frac{\Delta E_3}{kT}}$ а $p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_a N_a} \sim \frac{1}{N_a} \cdot T^3 \cdot \exp \left(-\frac{\Delta E_3}{kT} \right)$.

Для прямого тока температурная зависимость определяется как

$$I_{np}(T) = AT^3 \exp \left(-\frac{\Delta E_3}{kT} \right) \cdot \exp \frac{qU_{np}}{kT} = AT^3 \exp \left(-\frac{\Delta E_3 - qU_{np}}{kT} \right),$$

а для обратного — $I_{nbp}(T) = n_i^2 \sim T^3 \cdot \exp \left(-\frac{\Delta E_3}{kT} \right)$.

Таким образом, при повышении температуры имеет место более существенный рост обратного тока по сравнению с прямым.

В случае перехода, изготовленного из Ge, ток насыщения, т.е. обратный ток, удваивается при повышении температуры на 10° , а в случае перехода из кремния зависимость I_0 от температуры ещё сильней, хотя по абсолютной величине сам ток меньше из-за более широкой запрещённой зоны у Si. По этой причине максимальная температура для кремниевого перехода составляет 200°C , в то время как для Ge она равна только 100°C .

При фиксированном токе через переход с ростом температуры уменьшается падение напряжения на переходе U_{Π} , т.е. снижается потенциальный барьер, создаваемый объёмным зарядом в области пространственного заряда ОЗЗ:

$U = U_{po}$ – а.т., т.е. температурный коэффициент напряжения ТКН < 0 .

Падение напряжения на базе перехода $U_b = r_b \cdot I$ пропорционально удельному сопротивлению полупроводника $r_b = (\varphi \cdot n_{po} \cdot M_n)^{-1}$ и возрастает с ростом температуры, т.к. подвижность носителей заряда $M_n \sim T^{-3/2}$ для материалов с атомной решёткой (Ge, Si) и уменьшается при повышении температуры. Получаем ТКН > 0 . Результирующий температурный эффект изменения напряжения $U = U_{\Pi} + U_b$ зависит от величины тока: при малых токах ТКН < 0 , при больших – велико U_b и ТКН > 0 .

Как было отмечено выше, высота потенциального барьера φ_{Π} уменьшается с ростом Т. Температурный коэффициент изменения φ_{Π} составляет примерно -2 мВ/К (для Ge). Уменьшение φ_{Π} называется сужение перехода и рост барьерной ёмкости C_b .

Учёт процессов генерации и рекомбинации носителей зарядов в p-n переходе

Для простоты рассмотрим симметричный переход: $n_{po} = n_{po}$, $T_p = T_n$, $L_p = L_n$. Возьмём случай, когда ширина перехода значительно превышает диффузионную длину, т.е. $x_{\Pi} \gg L$ (при обратном включении перехода). Ток насыщения можно записать в виде

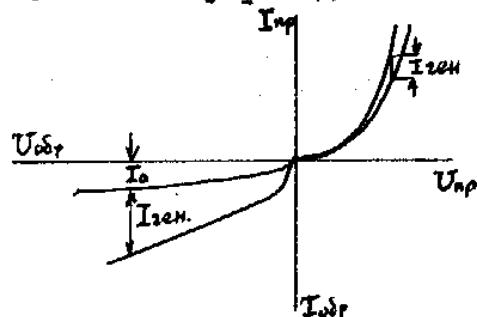
$$I_0 = 2qS \frac{P_{po}L_p}{T_p} \text{ или как } 2qS \frac{n_{po}L_n}{T_n} .$$

Ток генерации $I_{gen} \sim \frac{2qN_i x_{\Pi}}{L} S$, где S – площадь перехода. В создании тока генерации участвуют носители с концентрацией N_i в слое x_{Π} .

Отношение тока генерации к току насыщения равно

$$\frac{I_{gen}}{I_0} = \frac{N_i x_{\Pi}}{P_{po} L} = \frac{N_i \cdot n_{po}}{n_i^2} \cdot \frac{x_{\Pi}}{L} = \frac{n_{po}}{n_i} \cdot \frac{x_{\Pi}}{L} \approx \frac{N_i}{n_i} \cdot \frac{x_{\Pi}}{L}$$

Таким образом, ток генерации играет существенную роль в широкозонных полупроводниках. В р-п переходе из Si $I_{\text{обр}} \approx I_{\text{ген}}$, а в



переходе из Ge $I_{\text{обр}} \approx I_0$.

При увеличении $U_{\text{обр}}$ растёт x_n и роль тока генерации возрастает.

В случае р-п перехода из Si не наблюдается насыщения обратного тока.

В случае Ge обратный ток практически не изменяется с ростом $U_{\text{обр}}$ и равен I_0 .

При изменении температуры отношение $I_{\text{ген}}/I_0 \sim \frac{n_{\text{но}}}{n_l}$ меняется, а именно, с ростом T относительная роль $I_{\text{ген}}$ уменьшается.

Поскольку $n_{\text{но}} \sim N_g$, то $I_{\text{ген}}/I_0 = f(N_g)$. С ростом концентрации примеси роль тока генерации возрастает.

Коэффициент инжекции

Этот коэффициент определяет роль носителей разного типа в создании тока через переход.

Коэффициент инжекции дырок $\gamma_p = \frac{I_p}{I_p + I_n}$, коэффициент инжекции электронов $\gamma_n = \frac{I_n}{I_n + I_p}$. Если переход несимметричен, то один из инжектируемых токов существенно больше другого и можно записать γ в следующем виде.

$$\gamma_p = \frac{I_p}{I_n + I_p} \approx 1 - I_n/I_p \text{ при } I_p \gg I_n \text{ и } \gamma_n \approx 1 - I_p/I_n \text{ при } I_n \gg I_p$$

$$I_n/I_p = \frac{L_n \cdot n_{\text{но}}}{\tau_n} \cdot \frac{\tau_p}{D_p \cdot P_{\text{ро}}} = \frac{L_n \cdot \tau_p \cdot P_{\text{ро}} \cdot P_{\text{ро}} \cdot n_{\text{но}}}{L_p \cdot \tau_n \cdot P_{\text{ро}} \cdot P_{\text{ро}} \cdot n_{\text{но}}} = \frac{L_n \cdot \tau_p \cdot n_{\text{но}}}{L_p \cdot \tau_n \cdot P_{\text{ро}}}, \text{ т.к.}$$

$$P_{\text{ро}} \cdot P_{\text{ро}} = P_{\text{но}} \cdot n_{\text{но}} = n_i^2.$$

Едельная электропроводность полупроводника п-типа $\bar{\sigma}_n = q \cdot n_{\text{но}} / M_n$, а р-типа $\bar{\sigma}_p = q \cdot P_{\text{ро}} / M_p$. Отношение $\bar{\sigma}_n / \bar{\sigma}_p = \frac{P_{\text{но}} / M_n}{P_{\text{ро}} / M_p} = \frac{P_{\text{но}} \cdot D_p}{P_{\text{ро}} \cdot D_n}$, т.к. $M = D \frac{q}{kT}$. Известно, что $L^2 = D \cdot \tau$ и, следовательно, $D = \frac{L^2}{\tau}$.

$$\text{Отсюда } \bar{\sigma}_n / \bar{\sigma}_p = \frac{P_{\text{но}} \cdot D_n}{P_{\text{ро}} \cdot D_p} = \frac{\tau_p}{\tau_n}.$$

Домножим правую часть выражения для I_n/I_p на $\frac{L_n \cdot L_p}{L_n \cdot L_p}$.

$$I_n/I_p = \frac{L_n^2 \cdot \tau_p \cdot n_{\text{но}} \cdot D_p}{L_p^2 \cdot \tau_n \cdot P_{\text{ро}} \cdot D_n} = \frac{\bar{\sigma}_n \cdot L_p}{\bar{\sigma}_p \cdot L_n} \text{ и } \gamma_p = 1 - \frac{\bar{\sigma}_p \cdot L_p}{\bar{\sigma}_n \cdot L_n}.$$

Таким образом, чтобы получить коэффициент инжекции близким к единице, необходимо подбирать соответствующую степень легирования р- и п-областей перехода.

Барьерная ёмкость перехода

Барьерная ёмкость возникает в результате взаимной диффузии электронов и дырок и отражает перераспределение зарядов в переходе.

Эта ёмкость играет важную роль, в основном, при обратном включении перехода, т.к. ток неосновных носителей мал по сравнению с ёмкостным. Вблизи перехода образуется объёмный заряд, связанный с жёстко закреплёнными ионами доноров и акцепторов.

$$C_0 = \frac{e\epsilon_0 \cdot S}{x_n}$$

Для симметричного резкого перехода

$$C_0 = S \left[\frac{q\epsilon\epsilon_0 N_A \cdot N_D}{2(N_A + N_D)(\varphi_n - U)} \right]^{1/2} \quad U_{0,0}$$

$$\text{Для несимметричного} - C_0 = S \left[\frac{q\epsilon\epsilon_0 N_E}{2(\varphi_n - U)} \right]^{1/2}$$

$$\text{При } U = 0 \quad C_{0,0} = S \left(\frac{q\epsilon\epsilon_0 N_E}{2\varphi_n} \right)^{1/2} \quad \text{и} \quad C_0 / C_{0,0} = \left(\frac{\varphi_n}{\varphi_n - U} \right)^{1/2}.$$

Для плавного перехода

$$C_0 = S \left[\frac{q(\epsilon\epsilon_0)^2 \operatorname{grad} N_b}{12(\varphi_n - U)} \right]^{1/3} \quad \text{и} \quad C_0 / C_{0,0} = \left(\frac{\varphi_n}{\varphi_n - U} \right)^{1/3}$$

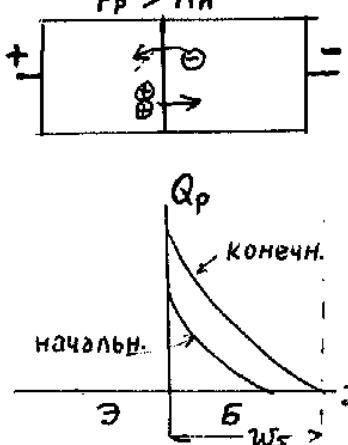
Диффузионная ёмкость перехода

При приложении прямого напряжения к переходу за счёт протекания тока изменяется объёмный заряд, образованный неосновными носителями, инжектированными в базу и эмиттер. Так, объёмный заряд в базе растёт от начального значения

$Q_{p,\text{нач}}$ до конечного, равновесного, $Q_{p,\text{кон}}$. Изменение заряда равно

$$\Delta Q_p = Q_{p,\text{кон}} - Q_{p,\text{нач}}$$

С другой стороны, $\Delta Q_p = C_{\text{диф},p} \cdot \Delta U_n$, где $C_{\text{диф},p}$ — диффузионная ёмкость перехода, связанная с диффузией дырок в базу, т.е. в n-область перехода.



Аналогично получаем для эмиттера $C_{\text{диф},n}$. Суммарная диффузионная ёмкость перехода равна $C_{\text{диф}} = C_{\text{диф},p} + C_{\text{диф},n}$. Можно представить диффузионную ёмкость как $C_{\text{диф},p} = \frac{dQ_p}{dU_n} = \frac{dQ_p}{dI_p} \cdot \frac{dI_p}{dU_n}$. Здесь $\frac{dQ_p}{dI_p} = \tau_p$ — время жизни дырок в базе, а $\frac{dI_p}{dU_n} = \frac{qI_p}{kT}$ из выражения для дырочной составляющей тока через переход $I_p = I_{p,0} (\exp^{qU_n/kT} - 1)$.

Следовательно, $C_{\text{диф},p} = I_p \cdot \frac{q}{kT} \cdot \tau_p$ и $C_{\text{диф},n} = I_n \cdot \frac{q}{kT} \cdot \tau_n$. Таким образом, для широкой базы ($w_s \gg L_n$) получаем

$$C_{\text{диф}} = \frac{q}{kT} (\tau_p I_p + \tau_n I_n)$$

Если же $w_s \ll L_n$, то вместо τ_n вводится время пролёта носителей через базу $t_{\text{пр}} = \frac{w_s^2}{D} = 2\tau_{n,x} = \frac{w_s^2}{2\tau_p} = 2 \cdot \tau_{p,x}$ удвоенное время

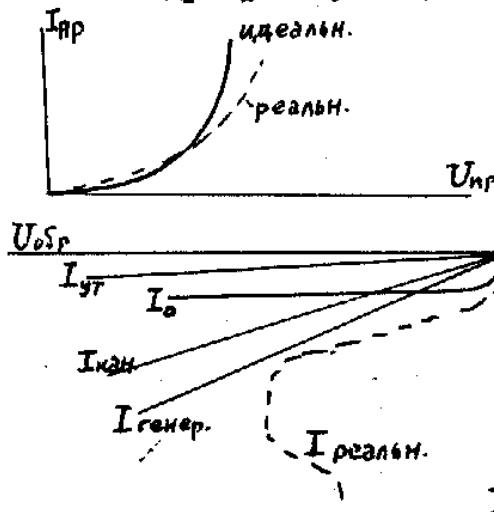
диффузии через базу. При больших уровнях инжекции носителей

$$t_{\text{пр}} = \tau \frac{w_s^2}{L^2} = \frac{w_s^2}{D_p} \quad \text{и} \quad C_{\text{диф}} = \frac{q}{kT} I_n \frac{w_s^2}{2 D_p} \quad \text{или}$$

$$C_{\text{диф}} = \left(1 - \operatorname{sech} \frac{w_s}{L_p} \right) \frac{q}{kT} (I_p T_p + I_n T_n).$$

Реальный p-n переход и его ВАХ

Как уже отмечалось выше, при расчёте тока через p-n переход необходимо учитывать ток, связанный с генерацией пар носителей заряда. Основной вклад этот ток вносит в обратный ток, где он добавляется к дрейфовому току неосновных носителей. Кроме того, значи-



тельный вклад в обратный ток вносит ток утечки по неидеальной изоляции и на конец, канальный ток, связанный с инверсионными слоями вблизи поверхности полупроводника. Канальный ток является следствием увеличения площади p-n перехода и теплового тока при обратном включении перехода. Таким образом, суммарный обратный ток равен

$$I_{\text{обр}} = I_{n,\text{др}} + I_{p,\text{др}} + I_{\text{ген}} + I_{\text{кан}} + I_{\text{ут}}$$

Отличие прямой ветви ВАХ реального p-n перехода от идеального случая определяется следующими причинами.

1. При малых инжекционных токах существенную роль играет рекомбинация носителей в p-n переходе. Это приводит к тому, что замкнутую долю тока через переход составляет рекомбинационный ток:

$I_{\text{рек}} \sim \exp(qU/2kT)$. В отличие от диффузионного тока он слабее зависит от $U_{\text{пр}}$ и в показателе экспоненты стоит 2. Таким образом, при малых напряжениях ток рекомбинации увеличивает прямой ток.

2. В прямой ток вносят свой вклад канальные токи.

3. При средних и больших токах через переход нужно учитывать падение части напряжения на объёмном сопротивлении базы. В общем случае объёмное сопротивление перехода определяется суммой

$R_{\text{об}} = R_b + R_a$. Однако сопротивление эмиттера, как правило, много меньше сопротивления базы, т.е. $R_b \gg R_a$ и $R_{\text{об}} \approx R_b$.

Падение напряжения на переходе равно $U_n = U_{\text{пр}} - U_{\text{об}}$, где

$$U_{\text{об}} = I_{\text{инж}} \cdot R_b, \quad I_{\text{инж}} = I_0 (\exp qU/kT_m - 1), \quad 2 \leq m \leq 1.$$

Технологические методы получения р-п переходов

Для изготовления р-п переходов используются монокристаллы таких полупроводников, как Ge и Si , выращенные методом Чохральского.

Точечный переход. Этот переход создается точечно-контактным способом при котором к пластинке полупроводника подводится и закрепляется тонкий (20-30) мкм металлический зонд. Пропусканием импульса большого тока формуется р-п переход. Такой переход имеет небольшую площадь и малую ёмкость, что позволяет использовать его при изготовлении ВЧ- и СВЧ - приборов.

Сплавной переход. Он получается путём вплавления примеси в полупроводник с изменением типа проводимости полупроводника. Например, на монокристалле германия накладывается таблетка индия и нагревается в вакуумной или водородной печи до температуры плавления. При охлаждении германий рекристаллизуется и захватывает некоторое количество атомов индия, изменения тип проводимости на дырочный.

Диффузионный переход. Получается путём диффузии примеси в полупроводниковую пластинку. Примесь диффундирует в кристалл из газовой фазы. Глубина проникновения и концентрация примеси определяются температурой печи и временем диффузии. Этот метод позволяет получать плавные переходы и используется при изготовлении транзисторных структур.

Планарный переход. При планарной технологии все переходы и контакты с полупроводниковой пластинкой располагаются на одной плоскости. Широко используется при производстве интегральных схем. Обычно в качестве полупроводникового кристалла применяется кремний, окисленный на глубину 0,5-1 мкм для защиты схемы от воздействия внешней среды. Методом фотолитографии в пленке SiO_2 создаются "окна" нужного размера и конфигурации. В них осуществляется диффузия примесей (например, бора) для изменения типа проводимости. Таким образом, создаются переходы с одинаковыми характеристиками. Планарная технология является основой микроэлектроники.

Эпитаксиальный способ. Р-п переход получается путём эпитаксиального осаждения из газовой фазы или с помощью молекулярной пушки на монокристаллическую основу тонкого слоя полупроводника с заданной концентрацией примеси. При наращивании пленки получается та же структура и ориентация решётки, что и у подложки. Этот способ позволяет наращивать пленки любого материала с необходимыми примесями. Широко применяется в микроэлектронике.

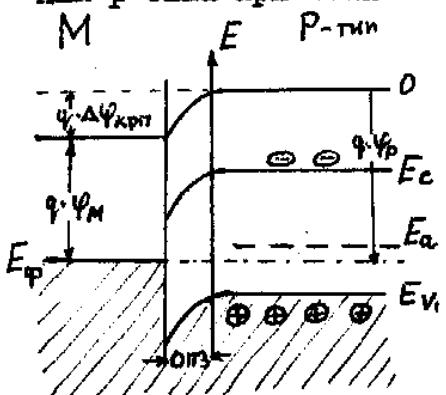
Ионное легирование. Изменение типа проводимости кристалла достигается имплантацией примесей в виде заряженных частиц с энергией до 40-800 кэВ. Глубина проникновения атомных частиц определяется их энергией, а степень легирования - интенсивностью потока ионов и продолжительностью облучения (дозой облучения).

Меза-переход. Применяется при производстве серии переходов с малым отличием в параметрах. Переходы изготавливаются в едином технологическом цикле путём диффузии примесей в полупроводниковую пластинку. Затем переходы покрываются защитным лаком, а промежутки между ними подвергаются травлению. Пластина разрезается на отдельные элементы, каждый из которых представляет собой р-п переход. По форме он похож на стол из-за выступа, образуемого невытравленной областью. По испански "меза" означает выступ, стол; отсюда и название технологии. Меза-технология широко применяется при изготовлении высокочастотных транзисторов.

Фотолитография. Этот метод позволяет создать в пленке окисла или металла рисунок любой конфигурации. С этой целью на пленку, например, окиси кремния (SiO_2) наносится слой фоторезиста, который плохо травится после засветки. Через шаблон производится засветка у трафиолетовым светом. Засвеченные места закрепляют и стравливают фоторезист с тех мест, которые не подвергались засветке. Затем в новом травителе, не действующим на фоторезист, с обнаженных участков удаляют SiO_2 и через образовавшиеся окна производят диффузию примесей в кристалл Si .

Другие виды электрических переходов

Контакт металл-полупроводник. При идеальном контакте металла с полупроводником образуется потенциальный барьер, связанный с различием работ выхода электронов из металла и полупроводника. Особенностью такого контакта является то, что высота барьера оказывается разной для носителей разного типа. Для перехода металл-полупроводник р-типа при включении в прямом направлении потенциальный барьер

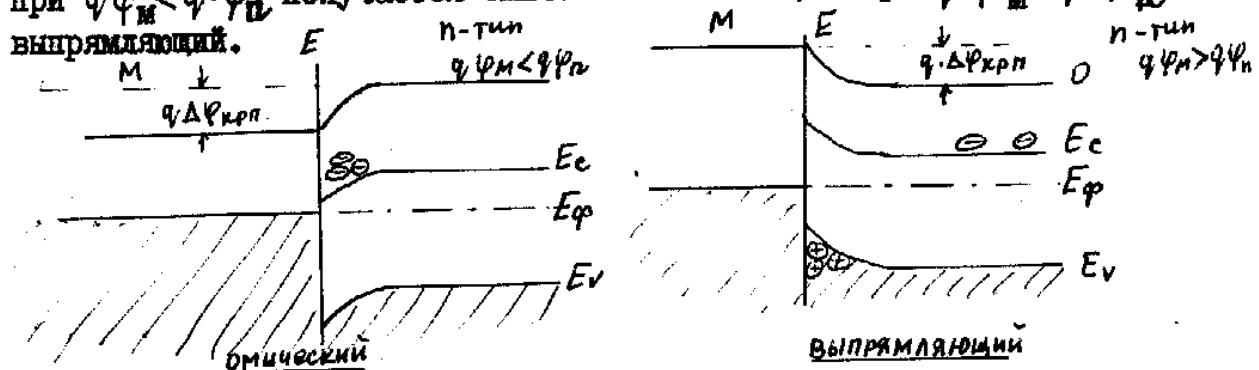


будет снижен для дырок, которые перейдут из полупроводника в металл. Потенциальный барьер для электронов остаётся ещё достаточно высоким и переход для электронов из металла в полупроводник будет маловероятен. Таким образом, не будет инъекции неосновных носителей заряда в полупроводник, т.е. контакт является нейтрализованным. При обратной полярности внешнего напряжения потенциальный барьер для дырок возрастает и их переход в металл прекращается. Ток электронов из полупроводника в металл мал из-за их незначительной концентрации в полупроводнике р-типа. Контакт обладает выпрямляющими свойствами. Его часто называют контактом Шоттки.

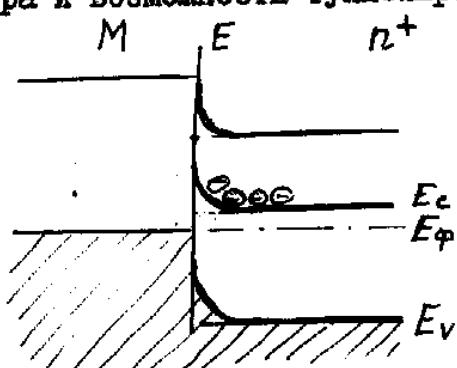
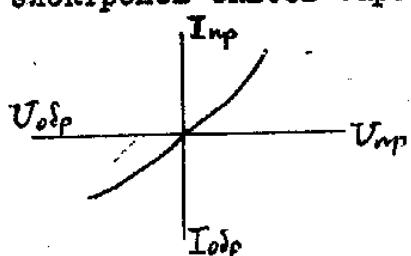
Всё сказанное справедливо при $\varphi_M < \varphi_P$. В противном случае

$(q\varphi_m > q\varphi_p)$ вблизи границ перехода образуется слой с повышенной концентрацией основных носителей, накапливаемых в потенциальных ямах в приконтактной области. Такой контакт М-полупроводник является нейтральным, или омическим.

Если контакт образован металлом и полупроводником n -типа, то при $q\varphi_m < q\varphi_n$ получается омический контакт, а при $q\varphi_m > q\varphi_n$ - выпрямляющий.

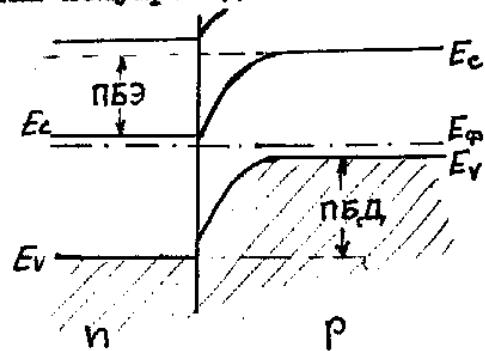
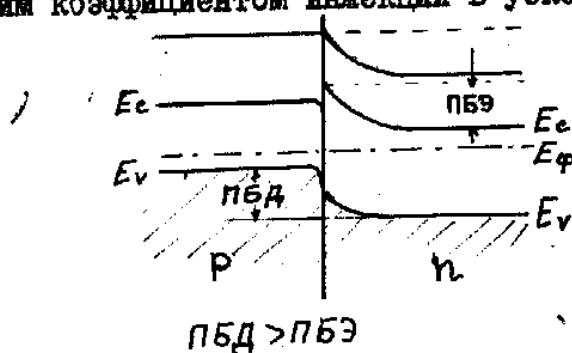


Особый случай представляет контакт $M-n^+$. Он является омическим из-за малой ширины потенциального барьера и возможности туннелирования электронов сквозь барьер.



Гетеропереходы

Эти переходы образуются при контакте двух полупроводников с разной шириной запрещённой зоны. На границе гетероперехода (ГП) из-за разной величины ΔE_z и энергии сродства происходит разрыв дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. По этой причине высота потенциальных барьеров для электронов и дырок оказывается различными. В связи с этим ток через ГП обусловлен, в основном, движением носителей одного знака, и ГП может быть как инжектирующим, так и нейтральным - неосновные носители. Инжекция неосновных носителей происходит всегда из полупроводника с широкой запрещённой зоной в полупроводник с узкой запрещённой зоной. Таким образом, ГП характеризуется высоким коэффициентом инжекции в узкозонный полупроводник.



Процессы в р-п переходе при включении прямого напряжения

Рассмотрим процесс отпирания р-п перехода при подаче на него $U_{\text{пр}}$. Падение напряжения на переходе получается вычитанием из внешнего напряжения $U_{\text{вн}}$ падения напряжения на объемном сопротивлении $U_{\text{об}}$, т.е.

$$U_{\text{п}} = U_{\text{вн}} - U_{\text{об}} .$$

Ток через переход определяется выражением

$$I_{\text{пр}} = \frac{U_r - U_{\text{пр}}}{R} \approx \frac{U_r}{R} \quad \text{в режиме генератора тока, и}$$

$U_{\text{пр}} \ll U_r$. Падение напряжения на переходе изменяется во времени из-за накопления неосновных носителей в базе в соответствии с формулой $U_{\text{п}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_n(t)}{p_{\text{но}}}$, где $p_n(t)$ изменяется от равновесной концентрации дырок в п-области до концентрации насыщения, определяемой процессами инъекции неосновных носителей в базу, вывода носителей на электрод базы и рекомбинации неосновных носителей в базе. Необходимо также иметь в виду, что для выполнения условия электронейтральности в базу поступают дополнительное количество носителей с противоположным знаком – электронов через контакт базы с внешней цепью.

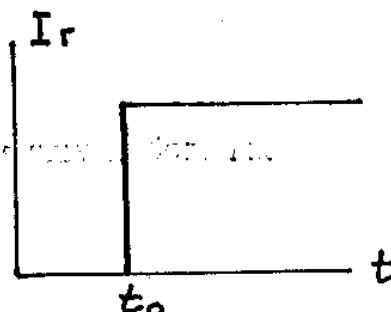
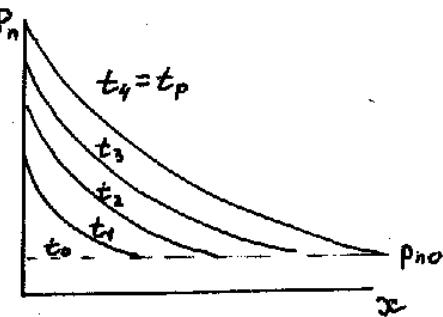
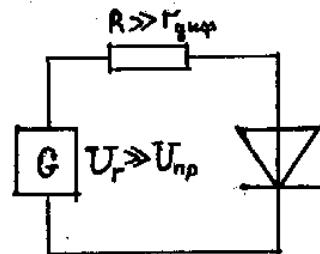
Различают три режима работы перехода:

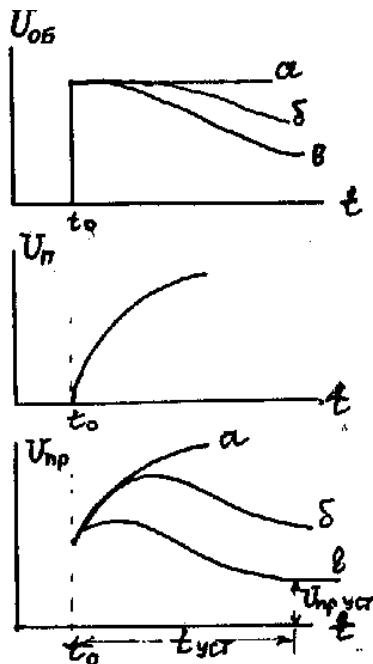
- а) режим малых токов (низкий уровень инъекции), $\Gamma_0 = \text{const}$;
- б) и в) – режимы средних и больших токов, когда наблюдается модуляция сопротивления базы.

Модуляция Γ_0 обусловлена накоплением неосновных носителей заряда в базе. С уменьшением Γ_0 связано снижение падения напряжения на объемном сопротивлении $\Gamma_{\text{об}}$, т.е. $U_{\text{об}}$. Со временем возрастает падение напряжения непосредственно на р-п переходе $U_{\text{п}}$ независимо от температуры. Суммарное напряжение

$U_{\text{вн}} = U_{\text{п}} + U_{\text{об}}$ либо увеличивается (при малых токах), либо вначале увеличивается до $U_{\text{пр.макс}}$, а затем уменьшается до $U_{\text{пр.уст}}$ при средних и больших токах.

$U_{\text{пр.уст}}$ – установившееся прямое напряжение.





Прямое сопротивление перехода

$$R_{\text{пр}} = \frac{U_{\text{пр.уст}}}{I_{\text{пр}}}$$

Импульсное сопротивление перехода

$$\Gamma_{\text{пр.и.}} = \frac{U_{\text{пр.макс}}}{I_{\text{пр}}}$$

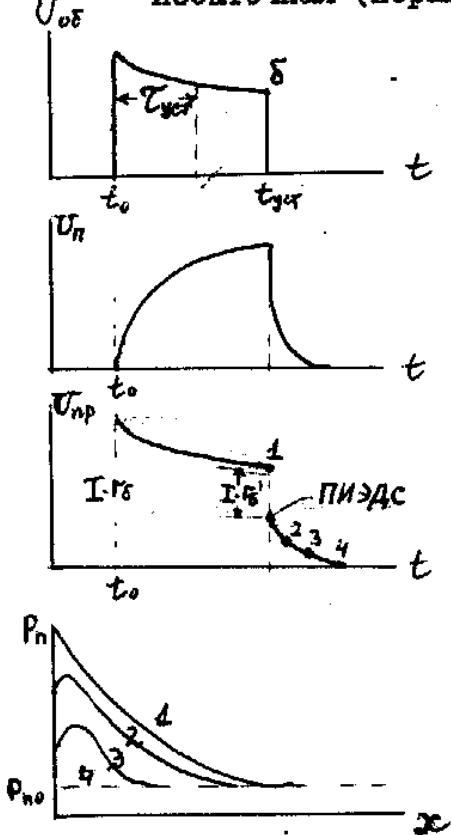
Обычно $\Gamma_{\text{пр.и.}} > R_{\text{пр}}$

Время установления прямого напряжения $t_{\text{уст}}$ – это интервал времени от момента включения тока до момента достижения $U_{\text{уст}}$.

Эффект накопления носителей заряда и появление послеподзарядной ЭДС при отключении $U_{\text{пр}}$

Избыточная (неравновесная) концентрация инжектированных в базу неосновных носителей нарушает электронейтральность базы. Поскольку в базе происходят процессы диффузии и рекомбинации носителей, то получается неравномерное распределение неосновных носителей по базе.

Входящие через омический контакт в базу основные носители – электроны частично восстанавливают электронейтральность базы, при этом выполняется примерное равенство избыточной концентрации основных и неосновных носителей в базе: $p_{\text{д}} - p_{\text{по}} = n_{\text{п}} - n_{\text{по}}$. Выключение $U_{\text{пр}}$ приводит к резкому скачку в сторону уменьшения на зависимости $U_{\text{пр}} = f(t)$, а затем к более плавному уменьшению напряжения с течением времени. Резкий скачок связан с обращением в 0 падения напряжения на объемном сопротивлении базы, т.к. равен нулю ток. Плавно спадающая во времени составляющая напряжения

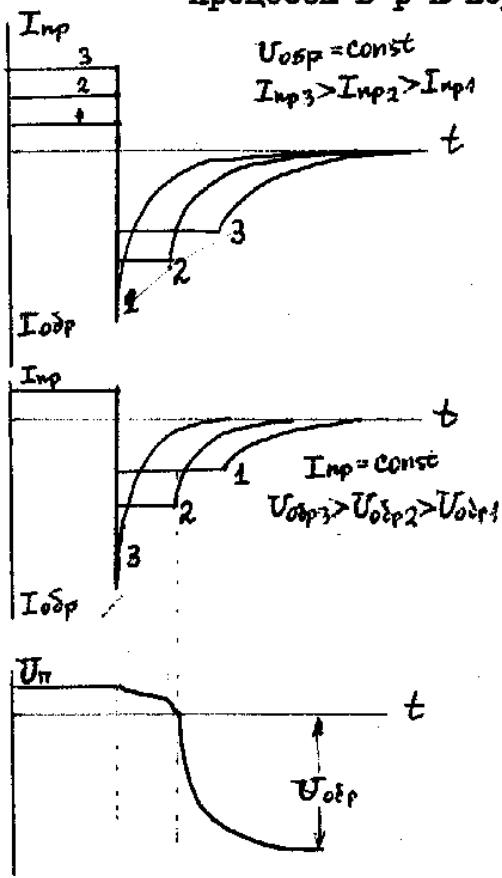


представляет собой послеподзарядную ЭДС, которая возникает даже при отсутствии тока через переход при наличии неравномерного распределения носителей в базе.

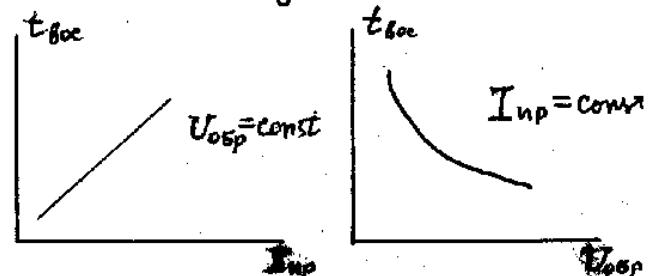
Для характеристики процесса установления неравномерного распре-

деления носителей по базе и прямого сопротивления вводится время установления прямого сопротивления $T_{уст}$. Оно равно времени, при котором выполняется соотношение $\frac{U_{пр}}{U_{обр}} = 1,2$. Из анализа зависимости $U_{пр}$ от времени следует, что входное сопротивление р-п переходаносит индуктивный характер.

Процессы в р-п переходе при включении $U_{обр}$



При включении обратного напряжения ток изменяет свою полярность и имеет вначале величину, значительно превышающую ток насыщения, т.е. $I_{обр} \gg I_0$. На протяжении отрезка времени t_p ток сохраняет постоянную величину, и это связано с разрыванием избыточного заряда в базе. Всё это время переход оказывается включённым в прямом направлении. t_p определяется временем жизни неосновных носителей в базе. Длительность спада тока - t_c (время среза) опре-



деляется диффузионной ёмкостью перехода C_D и временем рассасывания остатков неосновных носителей, которое зависит от времени пролёта носителей через обратно включённый переход. Сумма времён $t_p + t_c = t_{восст}$ - это время восстановления обратного сопротивления перехода. Для снижения $t_{восст}$ необходимо уменьшить время жизни неосновных носителей в базе.

Эквивалентная схема р-п перехода для малых и больших сигналов

Случай малого сигнала: переменная составляющая сигнала значительно меньше постоянных токов и напряжений, что позволяет считать р-п переход линейным элементом. Эквивалентная схема состоит из следующих элементов: $r_{диф}$ - дифференциального сопротивления р-п перехода, C_0 и C_D - барьерной и диффузионной ёмкостей, r_0 - сопро-

тивление базы и эмиттера и их контактов с выводами, L_B - индуктивность выводов, C_B - ёмкость между выводами. Дифференциальные параметры схемы определяются из ВАХ в рабочей точке. Дифференциальное сопротивление перехода складывается из собственно сопротивления перехода и параллельно включённого сопротивления утечки

$$\frac{1}{\Gamma_{\text{диф}}} = \frac{1}{\Gamma_{\text{п}}} + \frac{1}{\Gamma_{\text{ут}}} = \frac{\Gamma_{\text{п}} \cdot \Gamma_{\text{ут}}}{\Gamma_{\text{п}} + \Gamma_{\text{ут}}};$$

$$\Gamma_{\text{диф}} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{1 + I_0}$$

С ростом тока через переход $\Gamma_{\text{диф}}$ уменьшается: при $I = 1 \mu\text{A}$

$\Gamma_{\text{диф}} = 25 \text{ кОм}$, а при $I = 1 \text{ mA}$ оно уменьшается до 25 Ом .

$\Gamma_{\text{ут}} = 10^5 - 10^6 \text{ Ом}$. L_B и C_B зависят от конструкции перехода и обычно равны соответственно $1 - 10 \text{ нГ}$ и $0,1 \text{ пФ}$.

Случай большого сигнала: р-п переход нельзя заменять резистором как в предыдущем случае. Поэтому основным элементом эквивалентной

схемы перехода является диод, т.е. нелинейный элемент, отражающий процессы накопления и релаксации носителей заряда в базе. Он описывается уравнением идеального диода

$$I = I_0 (\exp qU/kT - 1).$$

C_B и C_D - барьерная и диффузионная ёмкости, шунтирующие р-п переход, Γ_B - сопротивление базы и подводящих омических контактов, C_K - ёмкость корпуса, L_B - индуктивность выводов.

При прямом включении ёмкость перехода определяется величиной C_D ($10^{-5} - 10^{-2} \text{ мКФ}$), при обратном - величиной C_B ($I = 100 \text{ пФ}$).

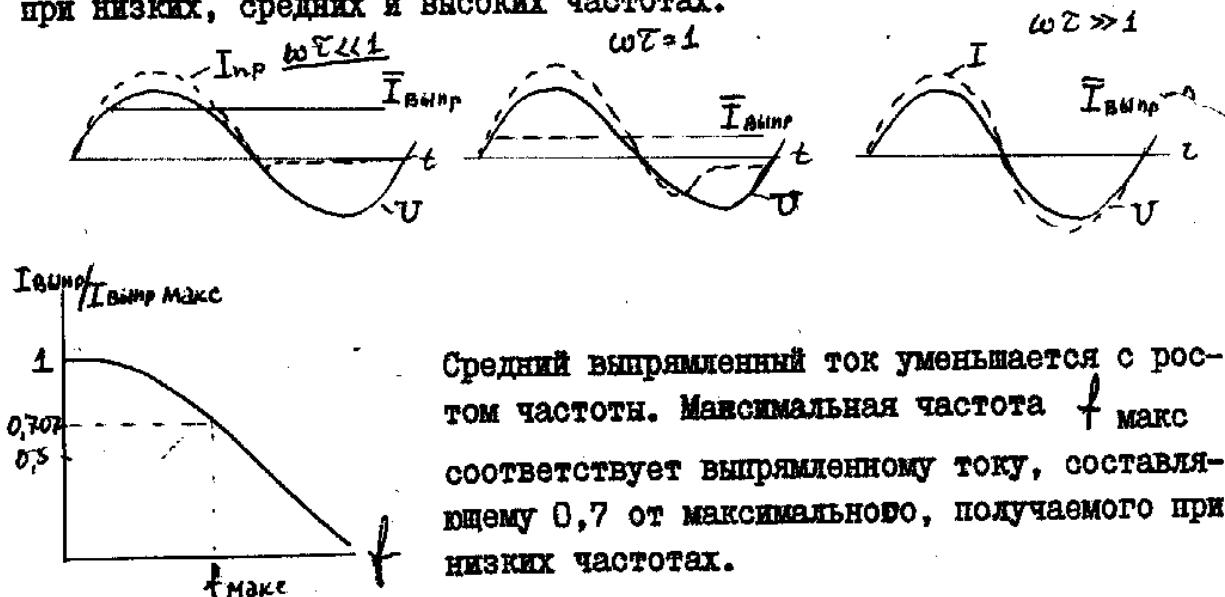
Эквивалентные схемы удобно применять при расчётах токов и напряжений в схемах с диодами, используя методы расчёта электрических цепей, содержащих сопротивления, ёмкости, индуктивности, источники тока или напряжения.

Характеристики р-п перехода на высоких частотах. Режим большого сигнала.

Переходные процессы в р-п переходе протекают за время жизни носителей заряда. На низких частотах они не играют роли ($\omega\tau \ll 1$) т.к. все параметры перехода успевают установиться за время периода

колебаний: $T \gg \tau$. На высоких частотах $\omega \tau \ll 1$. Это приводит к ухудшению выпрямительных свойств р-п переходов, т.к. неосновные носители, инжектированные в базу за положительный полупериод, не успевают рекомбинировать за время до изменения полярности напряжения. Заряд неосновных носителей, введённых в базу за положительный полупериод, не успевает рекомбинировать и почти полностью выводится из базы за отрицательный полупериод. Поэтому токи через переход в прямом и обратном направлениях почти равны.

Зависимости тока от времени в течение одного периода различны при низких, средних и высоких частотах.



Средний выпрямленный ток уменьшается с ростом частоты. Максимальная частота $f_{\text{макс}}$ соответствует выпрямленному току, составляющему 0,7 от максимального, получаемого при низких частотах.

Механизмы пробоя в р-п переходе

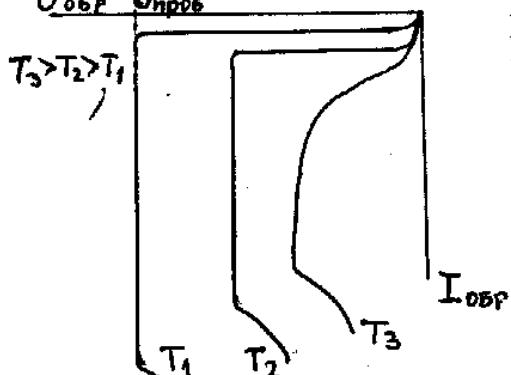
Под пробоем р-п перехода понимают эффект резкого увеличения тока через переход при приложении к нему достаточно большого напряжения или при рассеянии значительной мощности, приводящей к сильному разогреву полупроводника и увеличению концентрации свободных носителей заряда.

Различают тепловой пробой (основная причина увеличения тока через переход - его разогрев) и электрический (в развитии пробоя основную роль играют процессы, вызываемые сильным электрическим полем).

Тепловой пробой. При тепловом пробое на вольтамперной характеристики перехода наблюдается участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Напряжение теплового пробоя может быть представлено следующим образом:

$$U_{t,\text{проб}} = (2,73 R_t \cdot a \cdot I_0)^{-1}$$

Здесь R_t - тепловое сопротивление полу-



проводника. I_0 - ток насыщения, а - константа.

Существуют два вида электрического пробоя в полупроводниках - лавинный и туннельный. При лавинном пробое на обратной ветви ВАХ перехода появляется почти вертикальный участок, связанный с резким увеличением дифференциальной проводимости перехода при достижении критического значения $U_{\text{обр}}$. В основе лавинного пробоя лежит эффект размножения носителей заряда в результате ударной ионизации полупроводника. На длине свободного пробега носители набирают достаточную для ионизации атомов кристалла кинетическую энергию: $q \cdot \lambda \cdot E = E_{\text{ион}}$. Многократное повторение этого процесса приводит к лавинообразному нарастанию тока через переход.

В резком ступенчатом переходе максимальная напряженность электрического поля равна $E_{\text{кр}} = E_{\text{макс}} = \frac{2 U_{\text{обр}}}{x_{\text{п}}} = \frac{2 (qN)^{1/2} (q \cdot U)^{1/2}}{(2 \epsilon \epsilon_0)^{1/2}}$ и т.к.

$U_{\text{обр}} \gg U_{\text{п}}$, то $E_{\text{макс}} = \frac{(2 q N \cdot U_{\text{обр}})^{1/2}}{\epsilon \epsilon_0}$, где N - концентрация примесей в базе перехода. Для развития лавины средняя длина свободного пробега λ должна быть меньше $x_{\text{п}}$, т.е. ширины перехода. Чем

больше N , тем уже переход и тем больше $E_{\text{макс}}$. Напряжение пробоя $U_{\text{проб}} = E_{\text{макс}} \cdot x_{\text{п}}$

$$U_{\text{проб}} = \frac{U_{\text{обр. макс}}}{I_{\text{обр. макс}}} = \frac{\epsilon \epsilon_0 E_{\text{макс}}}{2 + N}, \text{ т.е.}$$

$U_{\text{проб}} \sim \frac{1}{N}$. Чем больше концентрация примесей, тем острее кривая $E_{\text{макс}}(x)$ и тем меньше эффективная область ударной ионизации.

Полуэмпирическая формула для напряжения пробоя резкого несимметричного перехода имеет вид:

$$U_{\text{проб}} [\text{В}] \approx 60 \cdot (\Delta E_3 / I_{\text{обр}})^{1.5} \cdot (N / 10^{16})^{-0.75}, \text{ где } N \text{ в } \text{см}^{-3}$$

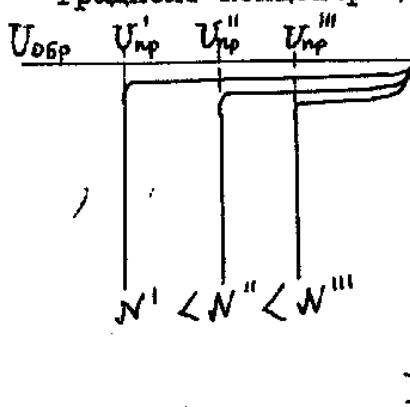
а ΔE_3 - в эВ.

Для Si : $\Delta E = 1,1$ эВ и при $N = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ $U_{\text{проб}} = 130$ В.

В случае плавного перехода:

$$U_{\text{проб}} [\text{В}] \approx 60 \cdot (\Delta E_3 / I_{\text{обр}})^{1.2} \cdot \left(\frac{dN/dx}{3 \cdot 10^{20}} \right)^{-0.4} \cdot \frac{dN}{dx}$$

градиент концентрации примеси в см^{-4} .



Коэффициент размножения носителей (электронов и дырок) при развитии лавины

$$M = \frac{I}{I_0 + I_{\text{ген}}} = \frac{1}{1 - (U/U_{\text{проб}})^n}$$

$n = 3$ для дырок и $n = 6$ для электронов.

Ток через переход при пробое равен

$$I = (I_0 + I_{\text{ген}}) \cdot M.$$

Существенная особенность лавинного пробоя состоит в его неоднородности по площади перехода, что приводит к локализации пробоя, его "шнурованию".

Туннельный пробой. С увеличением концентрации примесей ширина ОПЗ уменьшается и становится меньше длины ионизации λ_i . В этих условиях ударная ионизация невозможна, и пробой перехода происходит за счёт туннельного эффекта носителей через ту область р-п перехода, в которой сосредоточено сильное поле. Обратное напряжение связано с критическим электрическим полем в резком переходе следующим соотношением: $U_{\text{обр}} = \frac{e\epsilon_0 E_{\text{кр}}^2}{2q} \cdot \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) - \varphi_{\text{п}}$.

При $N_d \gg N_a$ скобка превращается в $1/N_a$.

Эксперимент даёт для $E_{\text{кр}}(\text{Ge}) = 3,7 \cdot 10^5$ В/см, для Si $E_{\text{кр}} = 1,4 \cdot 10^6$ В/см. Обычно концентрация примеси в базе составляет $1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и для германия $U_{\text{проб}} < 5$ В.

При повышении температуры сближаются уровни Ферми у р- и п-полупроводников, образующих р-п переход, уменьшается ширина запрещённой зоны, что приводит к снижению и сужению потенциального барьера и увеличению вероятности туннелирования электронов сквозь него. Таким образом, напряжение туннельного пробоя уменьшается при повышении температуры.

В случае лавинного пробоя повышение температуры вызывает рост $U_{\text{проб.}}$, поскольку с ростом Т уменьшается длина свободного пробега носителей из-за более интенсивного рассеяния на тепловых колебаниях решётки и необходимо увеличить поле в переходе, чтобы происходило лавинообразное увеличение числа носителей заряда.

Полупроводниковые диоды

Полупроводниковый диод - это прибор, реализующий выпрямительные свойства электрического перехода и имеющий два внешних вывода. Диод является нелинейным элементом электрической цепи. Роль выпрямляющего перехода может играть либо р-п переход, либо контакт металла - полупроводник. Обычно используется несимметричный р-п переход.

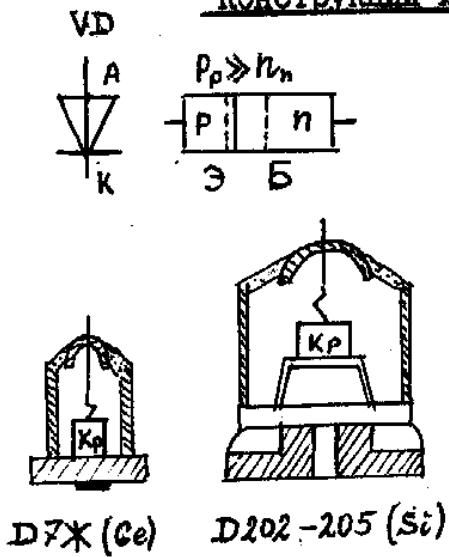
Классификация диодов. По структуре перехода диоды делятся на точечные и плоскостные, по материалу - на германиевые, кремниевые, из CaAs и т.д., по технологии изготовления перехода - на сплавные диффузионные, планарные и т.д.

В зависимости от выполняемых функций различают диоды выпря-

мительные, детекторные, смесительные, усилительные, стабилитроны, туннельные, генераторные и т.д.

По частотному диапазону - низко-, высоко-частотные, СВЧ-диоды

Конструкции и параметры диодов.



На рисунке показано схематическое изображение диода. Для несимметричного диода могут быть выделены эмиттер и база.

В качестве примера приведены конструкции выпрямительных диодов Д7Ж (Ge) и Д 202 - Д 205 (Si).

К основным параметрам диода относятся:

$U_{\text{обр.макс}}$ - максимальное обратное напряжение,

$I_{\text{пр}}$ - прямой ток, $U_{\text{пр}}$ - прямое напряжение. $I_{\text{обр}}$ - обратный ток, R_b - сопротивление базы, $R_{\text{диф}}$ - дифференциальное сопротивление,

$T_{\text{макс}}$ - максимально-допустимая температура окружающей среды, $P_{\text{макс}}$ - максимальная рассеиваемая мощность, $t_{\text{уст}}$ - время установления прямого сопротивления диода, $t_{\text{вос}}$ - время восстановления обратного сопротивления, C_d и $C_{\text{бар}}$ - диффузионная и барьерная ёмкости диода.

К важным параметрам диодов относятся также добротность, температурный коэффициент ёмкости ТКЕ, температурный коэффициент напряжения ТКН, напряжение стабилизации $U_{\text{ст}}$, коэффициент перекрытия по ёмкости $k = C_{\text{макс}} / C_{\text{мин}}$.

Выпрямительные диоды

Основное применение этих диодов - выпрямление переменного тока. К числу главных параметров выпрямительных диодов относятся:

$I_{\text{вп.ср}}$ - средний за период выпрямленный ток, $I_{\text{пр.ср}}$ - средний прямой ток, $I_{\text{обр.ср}}$ - средний обратный ток, $U_{\text{пр.ср}}$ - среднее за период значение прямого напряжения при $I_{\text{пр.ср}}$, $U_{\text{обр.макс}}$ - максимально-допустимое обратное напряжение, $P_{\text{макс}}$ - максимально-допустимая рассеиваемая мощность, $R_{\text{диф}}$ - дифференциальное сопротивление.

$$R_{\text{диф}} = \frac{dU}{dI} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{I + I_0} \approx \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{I}, \text{т.е. } R_{\text{диф}} \sim \frac{1}{I}$$

В качестве полупроводниковых материалов для изготовления вы-

прямительных диодов обычно используются германий и кремний.

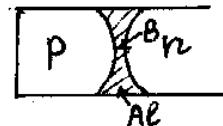
Германиевые диоды. Удельное сопротивление исходного материала составляет примерно 30 Ом.см. Шайка на кристаллодержатель осуществляется припоем с сурьмой(донор), что обеспечивает создание невыпрямляющего контакта с металлом. Изготавливаются диоды малой мощности - $I_{\text{пр.ср}} = 0,3 \text{ A}$, средней мощности - $I_{\text{пр.ср}} = 0,3 - 10 \text{ A}$ и большой мощности - $I_{\text{пр.ср}}$ более 10 А. Диоды из германия плохо выдерживают кратковременные перегрузки. Причина выхода из строя - тепловой пробой перехода из-за шнурования тока и выделения вдоль канала большой мощности.. Максимальная рабочая частота составляет 50 кГц, инерционность обусловлена накоплением и рассасыванием неосновных носителей в базе диода.

Кремниевые диоды. Создание n-p перехода сводится к введению в кристалл кремния примесей в виде P или Sb (область n-типа) и вплавления Al(область p-типа). Такие переходы называются сплавными. Диффузионные переходы образуются посредством диффузии в кремний n-типа атомов бора или алюминия, в p-Si вводятся посредством диффузии атомы фосфора.. Диффузионные диоды характеризуются большой $P_{\text{макс}}$. Выход из строя кремниевых диодов связан, как правило, с пробоем в местах выхода p-n перехода на поверхность. Чтобы повысить $U_{\text{обр.макс}}$ ОПЗ перехода делают шире у поверхности кристалла, вводя в кремний одновременно два типа трёхвалентной примеси - B и Al. Диффузия Al осуществляется у прверхности кристалла , а в центральной части вводится B. Так как коэффициент диффузии у Al больше, то ширина перехода оказывается больше у поверхности кристалла и его электрическая прочность возрастает.

В кремниевых диодах происходит лавинный пробой, причём оказывается возможным осуществить контролируемое лавинообразование в p-n переходе. Такие диоды выдерживают заметную перегрузку по обратному току. Для повышения рабочей частоты в Si вводят в качестве примеси Al, образующее ловушки носителей заряда и уменьшающее время их жизни из-за повышения вероятности рекомбинации.

Прямое напряжение у кремниевых диодов выше, чем у германиевых из-за большей высоты потенциального барьера φ_n (у Si больше ΔE_g), меньшего тока насыщения I_0 и меньшей подвижности носителей заряда, а следовательно большего сопротивления базы.

Сравнительные параметры диодов из Ge и Si приведены в Таблице



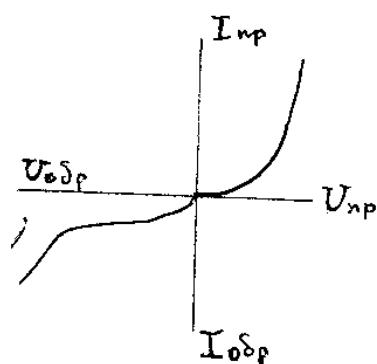
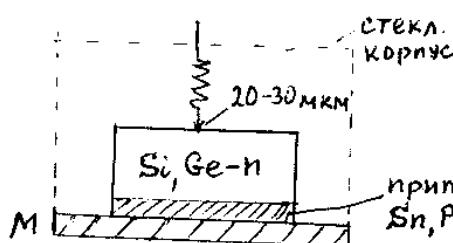
Параметры диодов	Германиевые	Кремниевые
$U_{\text{обр.макс}} = (0,5-0,8) U_{\text{проб}}$	100-400 В 0,5 - 1,0	1000-1500 В 1,0 - 1,5
$U_{\text{пр. в}}$	$10^{-6}-10^{-5}$	$10^{-8}-10^{-7}$
$I_0, \text{ А}$	0,3 - 1000	0,5 - 1000
$T_{\text{макс.}}, ^\circ\text{C}$	100 - 110	170 - 200
$j_{\text{пр.макс.}}, \text{ А/см}^2$	100	200

Прямое и максимальное обратное напряжение у кремниевых диодов, как следует из Таблицы, существенно выше.

С ростом температуры обратный ток у германиевых диодов возрастает и развивается тепловой пробой. Таким образом, напряжение пробоя с ростом температуры у германиевых диодов уменьшается. У кремниевых диодов напряжение лавинного пробоя с ростом температуры растёт из-за уменьшения длины свободного пробега носителей заряда.

Высокочастотные (универсальные) диоды

По своему применению эти диоды универсальны: они могут быть использованы для коммутации, преобразования и ограничения ВЧ сигнала. Самое широкое применение они находят как детекторы ВЧ сигнала. Частотный диапазон - 10-100 МГц. Основные требования, предъявляемые к этим диодам, - малые времена жизни неосновных носителей в базе τ и



малая барьерная ёмкость перехода $C_{\text{бар.}}$.

Этим требованиям, в первую очередь, отвечают диоды с точечным p-n переходом.

Для снижения τ в полупроводник добавляют примесь в виде Аи в область базы.

Время рассасывания носителей уменьшает до $t_p \leq 10^{-8}$ с. Для снижения барьерной ёмкости площадь перехода делается малой: $S_n = 10^{-5} \text{ см}^2$. В результате добиваются для $C_{\text{бар.}}$ величины около 0,1 пФ. Этому соответствует рабочая частота

$$f_{\text{макс.}} = 300 - 500 \text{ МГц.}$$

На обратной ветви ВАХ отсутствует участок насыщения; это связано с неоднородной структурой перехода.

К основным параметрам ВЧ диода относится $f_{\text{макс}}$, зависящая от сопротивления базы и диффузионной ёмкости.

Обратное напряжение $U_{\text{обр}}$ для точечного диода из Ge составляет 10 - 150 В, $I_{\text{пр}} = 3 - 50 \text{ мА}$ (для Ge).

Импульсные диоды

Импульсные диоды применяются в быстродействующих системах для преобразования, коммутации, ограничения и развязки импульсных сигналов. Их длительность составляет обычно $\tau_i = 10^{-9} - 10^{-6} \text{ с}$. Обычные (выпрямительные) диоды обладают большой инерционностью, особенно при переключении с $U_{\text{пр}}$ на $U_{\text{обр}}$. Инерционность обусловлена накоплением и рассасыванием объёмного заряда неосновных носителей вблизи перехода, а также перезарядкой $C_{\text{бар}}$. Требования, предъявляемые к p-n переходу у импульсных диодов, такие же, как и в случае ВЧ диодов. Методы уменьшения τ состоят в следующем: 1) в базу при помощи диффузии вводится золото, и дополнительные уровни энергии в запрещённой зоне обеспечивают более быструю рекомбинацию носителей, что приводит к снижению времени восстановления $t_{\text{вос}}$ до величины $\sim 10^{-9} \text{ с}$; 2) база перехода делается тонкой.

Время $t_{\text{вос}}$ снижается также за счёт уменьшения $C_{\text{бар}}$ путём уменьшения площади перехода следующими методами: 1) использование точечного p-n перехода, 2) применение микроплоскостного перехода, изготовленного при помощи специальной технологии - диффузионной или сплавной.

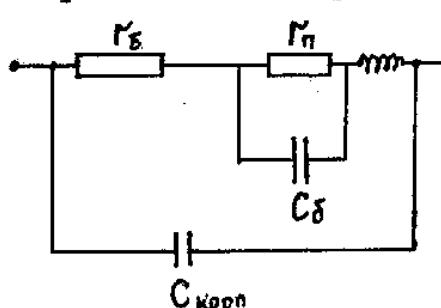
Уменьшения $t_{\text{рас}}$ можно добиться также путём создания вблизи перехода внутреннего электрического поля, существующего в неоднородном полупроводнике. Так, в диодах с накоплением заряда (ДНЗ) посредством неравномерного распределения примеси создаётся встречное поле, препятствующее движению носителей вглубь базы. При изменении знака приложенного к переходу напряжения неосновные носители за короткое время возвращаются в область эмиттера.

Диффузионная технология позволяет изготавливать меза-диоды, планарные и планарно-эпитаксиальные диоды размером 10-100 мкм.

Конструктивные особенности импульсных диодов: ширина ОПЗ, радиус перехода, размер активной части кристалла и других конструктивных элементов должны быть меньше длины свободного пробега носителей. Толщина запирающего слоя у импульсных диодов составляет доли микрометра.

Уменьшение и стабилизация $C_{\text{бар}}$ достигается увеличением ширины

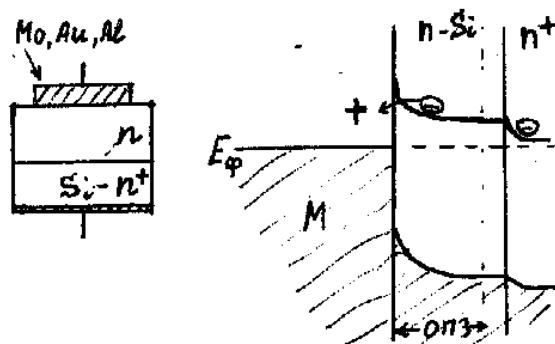
ОПЗ перехода за счёт использования промежуточного высокоомного слоя с собственной проводимостью, т.е. структуры $p-i-n$. В этом случае барьерная ёмкость определяется толщиной слоя и почти не зависит от приложенного напряжения.



$C_{бар} = \frac{\epsilon \epsilon_0 S_p}{w_i}$, S_p - площадь перехода, w_i - ширина i -области. Эквивалентная схема импульсного диода включает в себя сопротивление базы и перехода, барьерную и монтажную ёмкости, а так же индуктивность контактной пружины $L_{вв}$.

К импульсным диодам относится и так называемый диод Шоттки, т.е. диод с барьером Шоттки в переходе, образованным в месте контакта металла и полупроводника. Рассмотрим случай контакта $n\text{-Si}-M$ и пусть

работа выхода электронов для металла выше, чем для $n\text{-Si}$.



При приложении $U_{пр}$ электроны из $n\text{-Si}$ будут переходить в металл. Диффузионная ёмкость перехода равна нулю, т.к. отсутствуют неосновные носители заряда - дырки, которых нет в металле, а следовательно нет их накопления в n -области. При изменении

полярности напряжения переход электронов из M в $n\text{-Si}$ практически отсутствует, так как для электронов металла существует достаточно высокий потенциальный барьер. Для улучшения параметров диода между металлом и n^+ -слоем наращивается высокоомный n -слой. В таком переходе практически нет инъекции неосновных носителей (дырок из металла в n -полупроводник), а электроны инъектируются в прямом направлении сквозь n -слой. В результате, отсутствуют медленные процессы, связанные с накоплением и рассасыванием заряда. Диод практически безинерционен. Небольшая инерционность импульсных диодов обусловлена барьерной ёмкостью, которая не превышает 1 пФ , т.к. барьер (ОПЗ) имеет большую ширину, а площадь перехода мала (линейный размер перехода $\sim 20-30 \text{ мкм}$). Сопротивление базы не меняется (металл), остаются постоянными и другие параметры, например время жизни носителей; поэтому в широких пределах изменения тока в полняется формула $I = I_0(\exp \frac{qU}{kT} - 1)$ и зависимость $\ln I_{пр} = f(U)$ представляет собой прямую линию.

Обратные токи диода малы и определяются термогенерацией в запирающем поле. Основные параметры диода: $f_{\text{макс}} = 1 \text{ МГц}$, $U_{\text{обр}} = 50 \text{ В}$, $I_{\text{пр}} = 10 \text{ А}$.

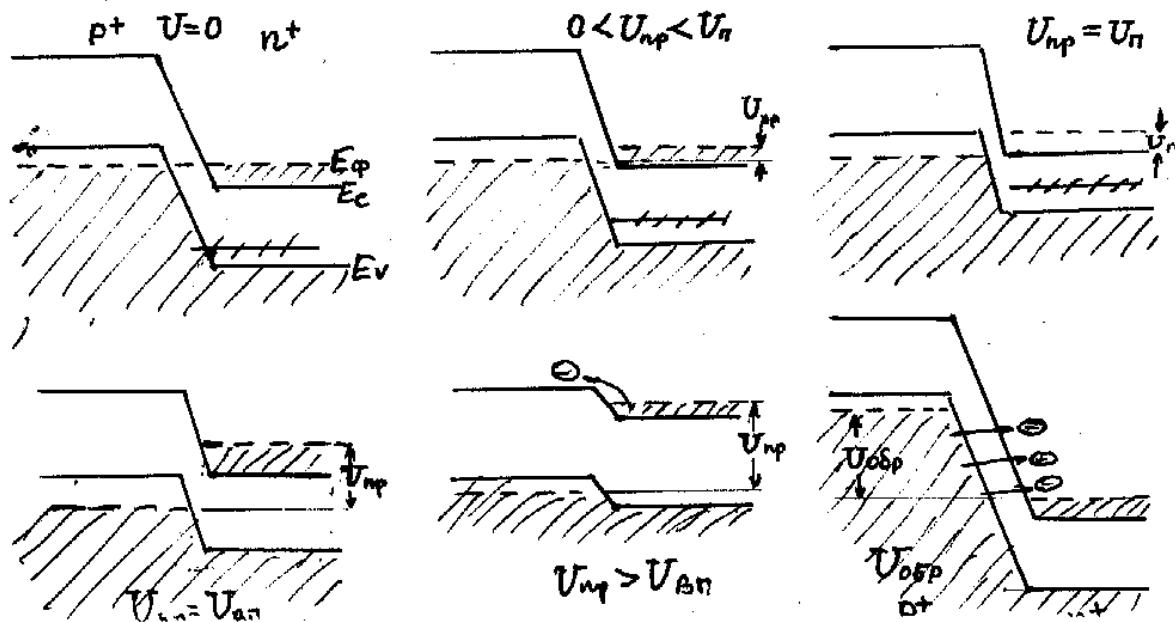
Параметры импульсных диодов

$R_{\text{пр.имп}} = \frac{U_{\text{пр.имп}}}{I_{\text{пр}}}$ - прямое импульсное сопротивление, $I_{\text{макс.вос}}$ - максимальный обратный ток после момента переключения, C_D - ёмкость диода ($I = 10 \text{ пФ}$), $t_{\text{вос}} = 0,1 - 10 \text{ мкс}$ (для быстродействующих диодов) и $< 0,1 \text{ мкс}$ - для сверхбыстродействующих, $t_{\text{уст}}$ - время установления прямого сопротивления $R_{\text{пр}}$, определяемое при $U_{\text{пр}} = I_{\text{пр}} \cdot U_{\text{уст.пр}}$.

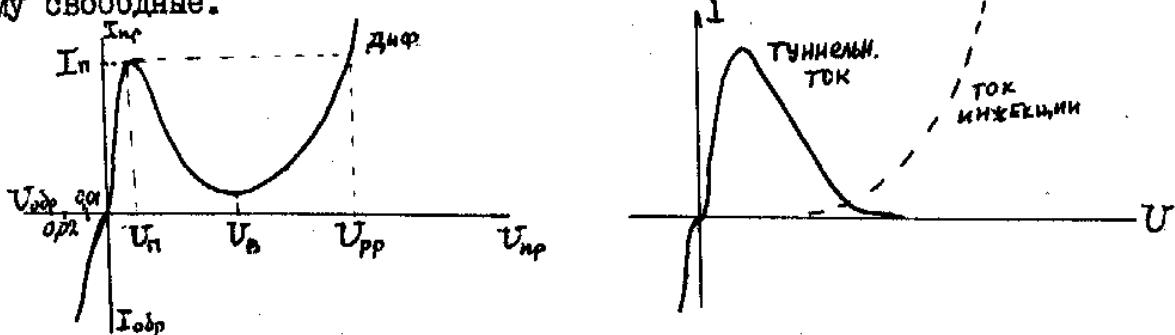
Туннельный и обращённый диоды

Для изготовления этих диодов используется полупроводник с высокой степенью легирования ($10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ - концентрация примесей). Поскольку оба типа диодов работают на основе принципа туннелирования электронов через р-п переход, являющегося практически безинерционным, то такие диоды также могут быть отнесены к импульсным (быстродействие оценивается в 10^{-13} с).

Туннельные диоды изготавливаются на основе вырожденного полупроводника (концентрация примеси $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$) и имеют участок ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Толщина р-п перехода у туннельного диода на два порядка меньше, чем у других диодов и составляет $\sim 10^{-2} \text{ мкм}$ ($x_p \sim N_{\text{пр}}^{-1/2}$). В результате расщепления примесных уровней энергии в примесные зоны и слияния их с ближайшей валентной зоной или зоной проводимости образуются частично заполненная электронами зона проводимости и частично свободная валентная зона. Уровни Ферми оказываются расположеными в пределах разрешенных зон.



В зависимости от приложенного напряжения изменяется положение зон и уровней относительно друг друга. В соответствии с этим изменяется величина туннельного тока через переход. ВАХ диода отличается от ВАХ выпрямительных диодов наличием низковольтного пика, обусловленного туннелированием электронов из зоны проводимости n -полупроводника при приложении прямого напряжения, и резким увеличением обратного тока уже при малых значениях $U_{\text{обр}}$, что связано с туннелированием электронов из валентной зоны p -полупроводника в зону проводимости n -полупроводника на уровня, расположенные выше уровня Ферми и потому свободные.



Основные параметры туннельных диодов:

I_n – ток низковольтного пика ($0,1 - 10 \text{ мА}$),

$I_{\text{впад}}$ – ток впадины,

$I_n / I_{\text{впад}} = (3-6)$ для диода из Ge и (10) для диода из GaAs,

U_n – прямое напряжение, соответствующее I_n , т.е. напряжение пика.

Оно равно $0,1 - 0,15$ для GaAs и $0,04 - 0,06$ для Ge.

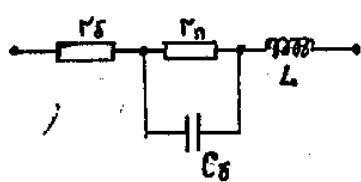
$U_{\text{в}}$ – напряжение впадины ($0,4 - 0,5$ для GaAs и $0,25 - 0,35$ для Ge).

U_{pp} – напряжение растворения, т.е. прямое напряжение, при котором $I = I_n$.

C/I_n – удельная ёмкость туннельного диода, ω_0 – предельная резонансная частота, т.е. частота, при которой активная составляющая полного сопротивления диода обращается в 0.

При повышении температуры окружающей среды I_n уменьшается, так как размывается распределение электронов по энергиям вблизи уровня Ферми, а $I_{\text{в}}$ – растёт за счёт увеличения диффузионной составляющей тока диода (возрастающая ветвь ВАХ).

Частотные свойства туннельного диода



Время туннелирования электронов через переход составляет $10^{-13} - 10^{-14} \text{ с}$. В туннельном диоде отсутствует накопление носителей зарядов, т.к. рабочее напряжение слишком мало.

Максимальная рабочая частота соответствует 100 ГГц (миллиметровый диапазон длин волн). Верхний предел частотного диапазона связан с С_{бар} и индуктивностью вводов и корпуса диода.

Обращённый диод

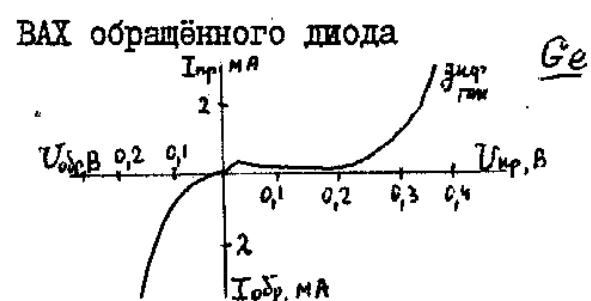
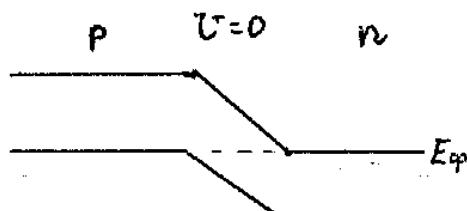
ВАХ обращённого диода представляет собой зеркально-отражённую ВАХ обычного диода, повернутую вокруг оси. Для изготовления этого диода необходим полупроводник, легированный слабее, чем используемый в туннельном диоде ($10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Уровень Ферми при нулевом поле совпадает с потолком валентной зоны и дном зоны проводимости р-области и п-области соответственно. Обратный ток в обращённом диоде также туннельного происхождения, как и в туннельном диоде, однако по величине он меньше из-за большей ширины перехода в обращённом диоде ($X_{\text{п}} \sim I/N_{n_p}^{+1/2}$). Вероятность туннелирования экспоненциально убывает в мере увеличения $x_{\text{п}}$:

$$W = \frac{16(E_0 - E)}{E_0^2} \cdot \exp \left(-\frac{4\pi}{h} \cdot x_{\text{п}} \sqrt{2m(E_0 - E)} \right),$$

где E_0 – высота потенциального барьера, E – энергия электрона, m – его масса, h – постоянная Планка.

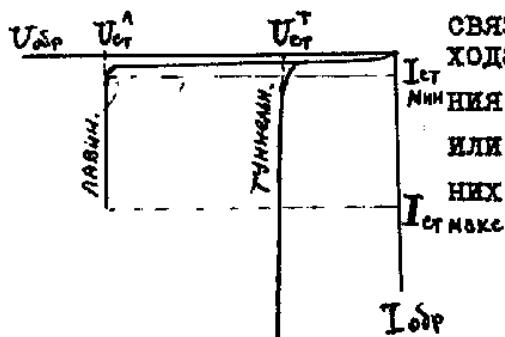
Применение туннельных диодов

Туннельные диоды могут быть использованы в генераторных схемах, переключателях и усилителях. Их преимущества – высокая рабочая частота, малые шумы, слабая зависимость параметров от температуры.



Полупроводниковые стабилитроны, стабисторы

У кремниевых диодов обратная ветвь ВАХ имеет участок, на котором напряжение изменяется мало, оставаясь практически постоянным, при изменении обратного тока в относительно широких пределах. Этот участок



связан с туннельным или лавинным пробоем перехода и используется для стабилизации напряжения. Технология создания перехода – склавная или диффузионная. При использовании первого из них получается более резкий переход. Применение

кремния в качестве материала для изготовления стабилитронов позволяет иметь меньший обратный ток (до достижения $U_{ст}$), более высокую рабочую температуру, значительную крутизну ВАХ, т.е. малую величину $\Delta U_{ст}$.

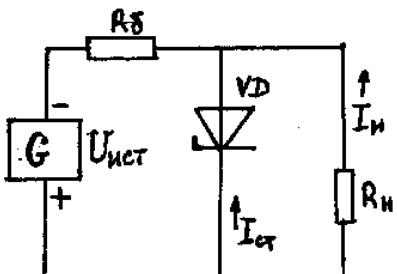


Схема включения стабилитрона показана на рисунке. Его обозначение по ГОСТ'у такое:

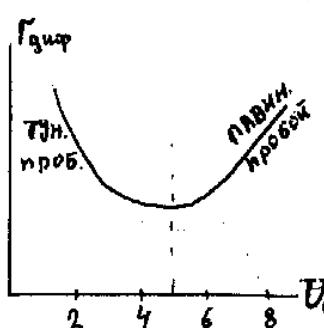
Из схемы следует, что напряжение на зажимах источника ЭДС $U_{ист} = U_{ст} + (I_{ст} + I_n)R_b$. $I_{ст}$ - ток через стабилитрон, I_n - ток через нагрузочное сопротивление, R_b - балластное сопротивление, падение напряжения на котором компенсирует изменение $U_{ист}$. Следовательно

$$\Delta U_{ист} = \Delta U_{ст} + R_b (\Delta I_{ст} + \Delta I_n) = \Delta U_{ст} + R_b \left(\frac{\Delta U_{ст}}{R_{диф}} + \frac{\Delta U_{ст}}{R_n} \right).$$

Отсюда получаем

$$\Delta U_{ст} = \frac{\Delta U_{ист}}{1 + \frac{R_b}{R_{диф}} + \frac{R_b}{R_n}}; \text{при } R_b / R_{диф} \gg 1 \text{ схема характеризуется высоким коэффициентом стабилизации, т.е. } \Delta U_{ст} \ll \Delta U_{ист}.$$

Напряжение стабилизации равно напряжению пробоя и меняется в пределах от 3 до 400 В. Обычно напряжение стабилизации определяется при среднем токе стабилизации



$$I_{ср.ст} = \frac{I_{ст.макс} + I_{ст.мин}}{2}$$

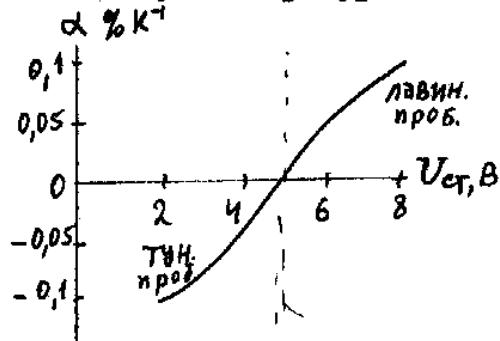
Изменение напряжения стабилитрона на участке стабилизации $\Delta U_{ст}$ зависит от дифференциального сопротивления $R_{диф}$. Низковольтному участку соответствует туннельный, а высоковольтному - лавинный пробой. Напряжение стабилизации туннельных стабилитронов тем ниже, чем выше степень легирования полупроводника (меньше ширина перехода).

При уменьшении концентрации легирующей примеси напряжение стабилизации возрастает. Однако при этом дифференциальное сопротивление стабилитрона уменьшается, т.к. в этом случае увеличивается перекрытие валентной зоны р-полупроводника с зоной проводимости n-проводника в той части, где плотность электронных состояний выше. Это обстоятельство и ответственно за уменьшение $R_{диф}$.

Чем больше $U_{ст}$, тем меньше $I_{ст.макс}$. Максимальный ток через стабилитрон ограничивается тепловым пробоем перехода: $I_{ст.макс} = \frac{P_{макс}}{U_{ст}}$. Для разных диодов он составляет 20-30 мА - 1-5 А.

Температурный коэффициент напряжения стабилизации (ТКН) определяется как относительное изменение напряжения стабилизации, делёное на

величину температурного интервала, и выражается в % /град



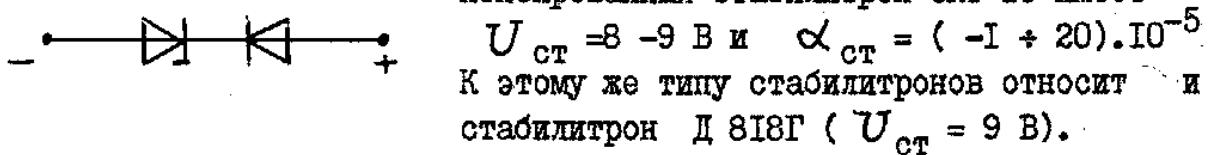
$$\alpha_{ст} = \frac{\Delta U_{ст}}{U_{ст}} \cdot \frac{1}{\Delta T} \% / \text{град.}$$

На рисунке представлена зависимость α от $U_{ст}$. $\alpha < 0$ для стабилитрона с туннельным пробоем и $\alpha > 0$ для стабилитрона с лавинным пробоем. Пример стабилитронов первого типа - КС 133 А, КС 147 А (напряжение стабилизации соответственно 4 и 5 В). Стабилитроны с лавинным пробоем - Д 809 ($U_{ст} = 9$ В) и Д 810 ($U_{ст} = 10$ В).

Для стабилизации низких напряжений может быть использована прямая ветвь ВАХ диода. В этом случае $U_{ст} = U_{пр. макс}$ и составляет для кремниевых диодов около 0,7 В. Такие стабилитроны получили название стабисторов: Д 819С, Д 220С, Д 223С. Напряжение стабилизации может быть повышенено при последовательном включении нескольких стабисторов.

Одним из существенных недостатков полупроводниковых стабилитронов является значительный ТКН. С целью снижения зависимости напряжения стабилизации от температуры используются схемы термокомпенсации - термоскомпенсированный стабилитрон.

В этой схеме последовательно включены стабилитрон с $\text{TKH} > 0$ и диод в прямом направлении с $\text{TKH} < 0$. Термоскомпенсированный стабилитрон СКТ-15 имеет



$$U_{ст} = 8 - 9 \text{ В и } \alpha_{ст} = (-I + 20) \cdot 10^{-5}$$

К этому же типу стабилитронов относит и стабилитрон Д 818Г ($U_{ст} = 9$ В).

Т Р А Н З И С Т О Р Ы

Различают биполярные (БТ) и полевые (ПТ) транзисторы.

Рассмотрим вначале принцип действия и характеристики биполярного транзистора. Транзистором называют полупроводниковый прибор, состоящий из трёх областей с чередующимся типом проводимости, т.е. с двумя р-п переходами, пригодный для усиления тока, напряжения и мощности. Между переходами существует взаимодействие: ток одного перехода управляет током через другой переход. Носители заряда, инжектированные через один из переходов, доходят до другого и изменяют ток через него.

Назначение областей в биполярном транзисторе: Эмиттер – осуществляет инжекцию носителей заряда в соседнюю область – Базу, расположенную между переходами. Коллектор – область, в которую идёт экстракция носителей из базы.

Если эмиттерный переход включён в прямом, а коллекторный переход в обратном направлении, то включение транзистора называется нормальным. При противоположной полярности источников напряжения имеем инверсное включение транзистора.

Вольт-амперные характеристики транзистора определяются процессами в базе; в зависимости от распределения примесей в базе может быть и отсутствовать встроенное электрическое поле. Если поле имеется даже при отсутствии токов в базе и оно способствует перемещению неосновных носителей к коллекторному переходу, то транзистор называется дрейфовым. Его максимальная рабочая частота – 10^9 Гц. Если поля в базе нет, то транзистор бездрейфовый, заряды через базу переносятся только за счёт диффузии носителей. Максимальная рабочая частота составляет 100 МГц.

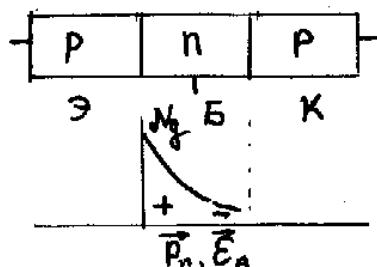
Дрейфовый транзистор. Определим электрическое поле в базе транзистора, обусловленное неравномерным распределение примесей и перемещением основных носителей заряда за счёт диффузии и дрейфа под влиянием встроенного поля. С этой целью используем уравнения для тока основных носителей.

п-типа : $\int n = q \cdot n_{n0} M_n \mathcal{E}_B + q \cdot D_n g \text{рад} n_{n0} = 0$, (условие равновесия, когда ток в базе отсутствует).

Отсюда $\mathcal{E}_B = -\frac{kT}{q} \cdot \frac{g \text{рад} N_g}{N_g}$ или $\bar{\mathcal{E}}_B = -\frac{kT}{q} \cdot \frac{g \text{рад} N_{n0}}{N_{n0}}$, т.к. $N_g \approx n_{n0}$

р-типа : $\mathcal{E}_B = \frac{kT}{q} \cdot \frac{g \text{рад} N_g}{N_g}$, т.е. встроенное поле связано с градиентом концентрации примесей, который создаётся методом диффузии примесных атомов в полупроводниковый кристалл. Возникновение поля объясняется

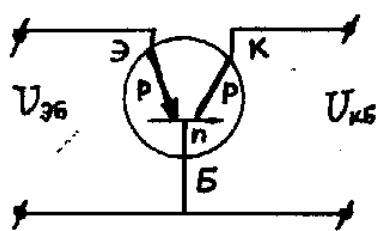
перемещением основных носителей из области с большой концентрацией примесей в область с меньшей концентрацией, где происходит их накопление. При этом остаётся нескомпенсированный противоположный заряд ионов примесей. Возникающее таким образом электрическое поле способствует движению неосновных носителей из области с большой концентрацией примесей в область с малой концентрацией.



Схемы включения транзистора

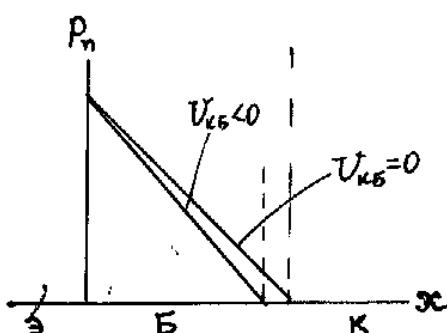
Схема включения с общей базой (ОБ). Биполярный транзистор характеризуется следующими физическими параметрами: сопротивлением эмиттера, R_e , сопротивлением базы R_b , сопротивлением коллектора R_k и коэффициентом передачи тока эмиттера α .

Все эти параметры определяются из входных $I_e = f(U_{eb})|U_{eb}$ и выходных $I_k = f(U_{kc})|I_e$ вольт-амперных характеристик.

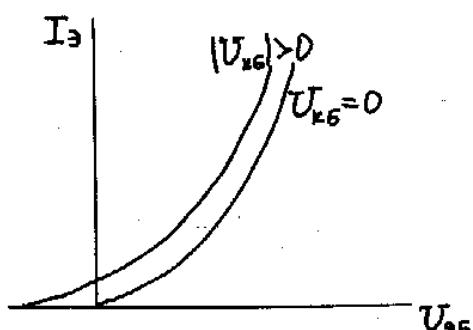


Характеристики.

Входные характеристики транзистора похожи на ВАХ диода, включённого в прямом направлении. Смещение характеристик влево при увеличении U_{eb} связано с изменением ширины коллекторного перехода и толщины базы. В результате,



ток эмиттера стал равным нулю, нужно приложить к эмиттерному переходу некоторое обратное смещение.



градиент концентрации неосновных носителей в базе возрастает и увеличивается диффузионный ток через эмиттерный переход. Входная характеристика при этом поднимается вверх. При $U_{eb} = 0$ $I_e \neq 0$ т.к. электрическое поле коллекторного перехода влияет на высоту потенциально-го барьера эмиттерного перехода. Чтобы

Выходные характеристики БТ. Характер зависимости тока коллектора I_K от напряжения U_{KB} аналогичен обратной ветви ВАХ диода. Однако $I_K \neq 0$ при $U_{KB}=0$ (режим короткого замыкания), т.к. в базе транзистора имеется градиент концентрации неосновных носителей, инжектированных через эмиттерный переход. Чтобы $I_K=0$, необходимо подать напряжение на коллекторный переход в прямом направлении (режим насыщения).

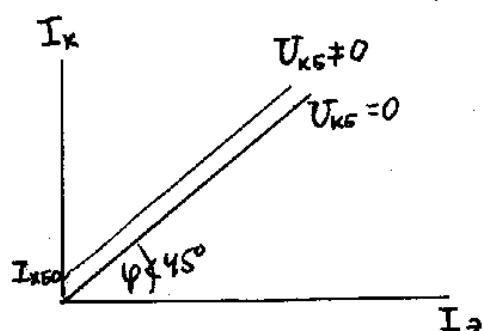
Рост коллекторного тока при увеличении U_{KB} обусловлен уменьшением рекомбинации неосновных носителей в базе, толщина которой становится меньше (эффект Эрли).

Характеристики передачи тока. Они представляют собой почти прямые линии и описываются выражением:

$$I_K = I_{KBO} + \alpha \cdot I_E,$$

где $\alpha = -h_{210}$ коэффициент передачи тока эмиттера:

$$|h_{210}| = \frac{dI_K}{dI_E} \approx \frac{I_K}{I_E} < 1$$



Характеристики обратной связи по напряжению. Они отражают зависимость U_{EB} от U_{KB} при неизменном токе эмиттера. Их вид определяется тем обстоятельством, что для сохранения постоянным I_E при увеличении U_{KB} необходимо уменьшать напряжение U_{EB} , чтобы скомпенсировать воздействие поля коллекторного перехода на высоту потенциального барьера в эмиттерном переходе.

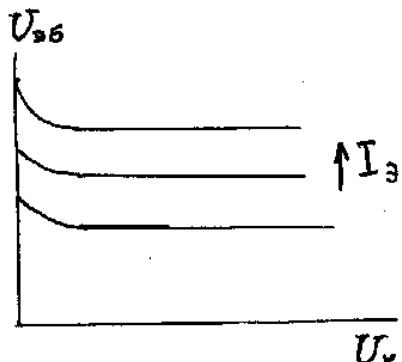
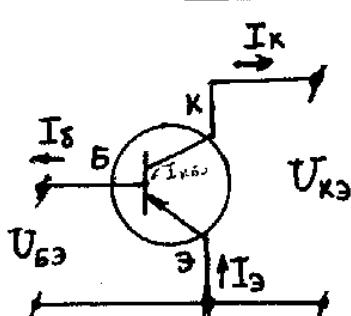


Схема включения БТ с общим эмиттером (ОЭ)



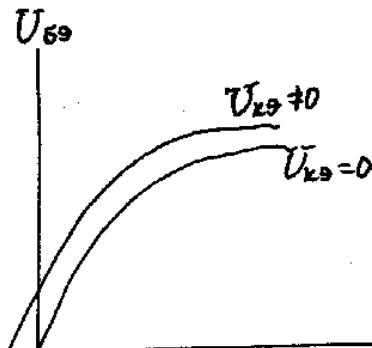
Ток, протекающий в цепи базы БТ равен:

$I_B = I_{KBO} + I_{rek}$ – обратный ток через коллекторный переход + рекомбинационный ток в базе. I_{rek} определяется током эмиттера и малым коэффициентом рекомбинации А, т.е. $I_{rek} = A \cdot I_E$. Обычно $I_{rek} \ll I_E$, $A \ll 1$.

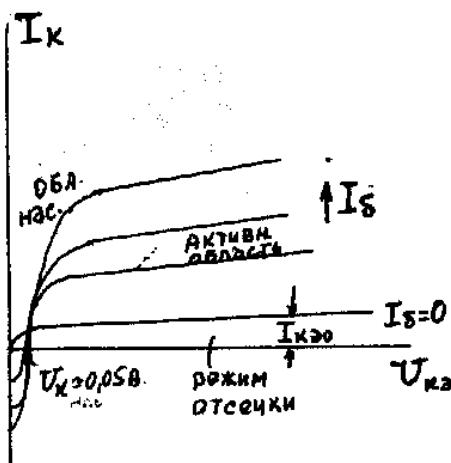
Входные характеристики.

Они отражают зависимость напряжения $U_{бэ}$ от тока базы I_b , т.е.

$U_{бэ} = f(I_b)$. Смещение характеристик вверх при увеличении $U_{кэ}$ связано с уменьшением общего числа неосновных носителей, рекомбинирующих в базе, из-за её сужения (эффект Эрли), а в конечном итоге с уменьшением $I_{рек}$ и I_b . При $I_b = 0$ и $U_{кэ} \neq 0$ неравенство нулю $U_{бэ}$ обусловлено падением напряжения на сопротивлении р-п перехода эмиттер-база.



Выходные характеристики.

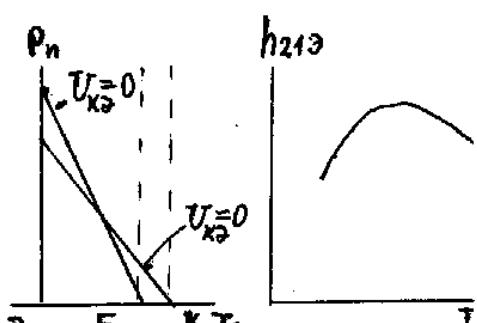


Их основное отличие от выходных характеристик БТ в схеме с ОБ состоит в большей зависимости тока коллектора от выходного напряжения $U_{кэ}$. Это связано с изменением распределения неосновных носителей заряда в базе из-за эффекта сужения базы при увеличении $U_{кэ}$. Чем больше $U_{кэ}$ и уже база, тем меньше ток рекомбинации $I_{рек}$ и ток базы I_b . Для поддержания тока базы постоянным необходимо увеличивать ток эмиттера I_e , а это приводит к существенному возрастанию тока коллектора I_k .

небольшое увеличение тока базы требует значительного увеличения тока эмиттера ($I_b = A \cdot I_e$, где $A \ll 1$). Ток рекомбинации пропорционален площади фигуры под кривой распределения неосновных носителей заряда в базе.

Коллекторный ток I_k с ростом I_b возрастает, т.к. при этом возрастает и ток эмиттера I_e . Связь между I_k и I_b определяется формулой

$$h_{2Ie} = \frac{I_k - I_{kэо}}{I_b + I_{бэо}}$$
 статический h -параметр передачи тока базы, который связан с h_{2Ib} -статическим параметром передачи тока эмиттера соотношением :



$$h_{2Ie} = -\frac{h_{2Ib}}{1 + h_{2Ib}}$$

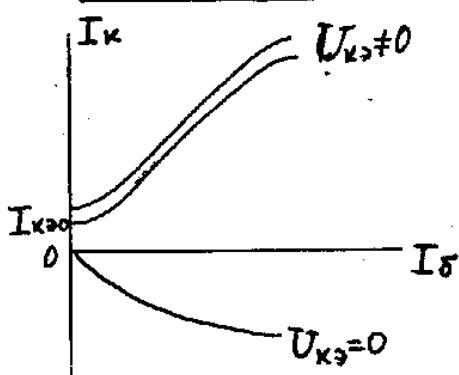
Неравномерность расположения выходных характеристик обусловлена зависимостью параметра h_{2Ie} от тока эмиттера.

Обратный ток через коллекторный переход $I_{кэо}$ при $U_{бэ} = 0$ и

$U_{\text{эк}} \neq 0$ определяется небольшим прямым током из эмиттера в базу. Эмиттерный переход включается в этом случае в прямом направлении из-за падения части напряжения $U_{\text{кэ}}$ на сопротивлении эмиттерного перехода. Из базы неосновные носители экстрагируются обратным полем в область коллектора, что и обуславливает большой ток $I_{\text{кэо}}$.

Если $U_{\text{кэ}} = 0$, но $I_b \neq 0$ (короткое замыкание эмиттера с коллектором), то коллекторный переход оказывается включённым в прямом направлении (как и эмиттерный), и транзистор работает в режиме насыщения. Этот режим сохраняется даже при небольших значениях $U_{\text{эк}} < 0$. Ток коллектора имеет в этой области обратный знак. Величина запирающего коллекторного напряжения определяет сопротивление насыщения транзистора $R_{\text{нас}} = U_{\text{кэ нас}} / I_k$. Его величина зависит от соотношения падения напряжений на эмиттерном и коллекторном переходах Γ_k и Γ_b .

Характеристики передачи тока

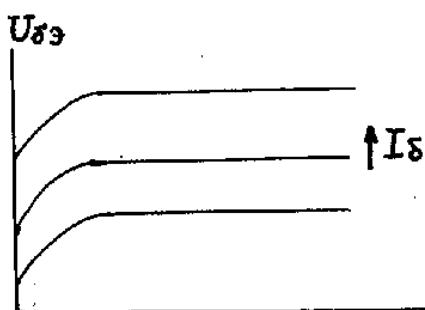


Зависимость I_k от I_b нелинейная, т.к. от I_b зависит и параметр h_{2Ig} :

$$I_k = I_{k\text{о}} + h_{2Ig} \cdot I_b$$

Смещение характеристики вверх связано с увеличением тока эмиттера при $I_b = \text{const}$ по мере роста $U_{\text{кэ}}$. Это возрастание более значительное, чем в случае схемы с ОБ.

Характеристики обратной связи по напряжению



Это семейство кривых может быть получено путём перестройки входных характеристик. При $U_{\text{бэ}} \neq 0$ и $U_{\text{кэ}},$ возрастающим от нуля по абсолютной величине, для поддержания постоянным тока через базу необходимо увеличивать $U_{\text{бэ}}$ поскольку рост $U_{\text{кэ}}$ вызывает сужение $U_{\text{кэ}}$ базы и уменьшение тока базы ($I_b \propto A_L$)

Как отмечалось выше, вероятность рекомбинации неосновных носителей А тем меньше, чем уже база.

Физические процессы в биполярном транзисторе и режимы его работы

- Активный режим - один переход открыт, другой закрыт. Имеет место эффективное управление током через закрытый переход со

стороны открытого.

2. Режим насыщения – оба перехода открыты, коллекторный ток имеет максимальную величину, отсутствует управление транзистором.
3. Режим отсечки – оба перехода закрыты.

Распределение потоков носителей зарядов в транзисторе

Активный режим. Носители зарядов инжектируются через эмиттерный переход. Неосновные носители, инжектированные из Э в Б, частично рекомбинируют в базе или на омическом контакте базы. Другая часть достигает коллекторного перехода, включённого в обратном направлении, и экстрагируется в коллектор. К инжекционному току добавляется ток тепловой генерации в базе, коллекторе и ток генерации под действием электрического поля в р-п переходе Б – К. При достаточно больших U_{K6} или U_{K3} в переходе может происходить лавинообразное увеличение I_K .

Ток эмиттера. Он складывается из тока инжекции из эмиттера в базу неосновных носителей ($I_{эр}$), из базы в эмиттер – основных носителей ($I_{эи}$) и тока, связанного с рекомбинацией носителей в области пространственного заряда (ОПЗ).

Ток базы. Этот ток определяется инжекцией носителей в эмиттер (ток основных носителей), током рекомбинации в эмиттерном переходе, обратным током через коллекторный переход, током неосновных носителей инжектированных из эмиттера и дошедших до вывода базы.

Влияние тока эмиттера на ток коллектора существенно определяется носителями, инжектированными из эмиттера и дошедшими до коллекторного перехода, а также носителями, участвующими в лавинном размножении в коллекторном переходе.

Высокая эффективность управления током коллектора достигается путём :

- а) уменьшения толщины базы, чтобы она была меньше средней диффузионной длины неосновных носителей ($w_b < L_p$, если неосновные носители – дырки); это уменьшает вероятность рекомбинации в базе;
- б) снижения скорости поверхностной рекомбинации за счёт обработки поверхности полупроводника;
- в) расположения вывода базы на большом расстоянии от эмиттера;
- г) придания коллектору такой формы, чтобы он охватывал эмиттер и перехватывал носители, идущие через базу.

Усиление мощности в транзисторе

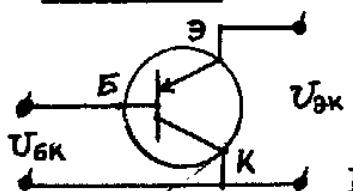
Схема с общей базой. Через коллекторный переход неосновные носители заряда движутся, одновременно взаимодействуя с двумя электрическими полями: постоянным, приложенным к р-п переходу и ускоряющим их и переменным, возникающим при экстракции неосновных носителей из базы в коллекторный переход и тормозящим их. Энергия постоянного поля та-

ким образом перекачивается от постоянного поля к переменному.

Схема с общей базой (ОБ) позволяет использовать транзистор как усилитель ~~жизненных~~ напряжения и мощности.

Схема с ОЭ. Ток базы много меньше тока эмиттера и коллектора. Слабое изменение тока базы связано с существенным изменением токов коллектора и эмиттера, поскольку неосновные носители в базе почти не рекомбинируют и не попадают на вывод базы, а проходят из эмиттера в коллекторный переход и коллектор. Таким образом, на один носитель заряда обуславливающий ток базы, приходится много носителей, достигающих коллектор. Отношение $I_K / I_E \gg 1$.

Схема с ОК. Входная цепь - база-коллектор, выходная - эмиттер-коллектор. С помощью этой схемы можно получить усиление по току и мощности, $I_E \approx I_K$.



Режим насыщения

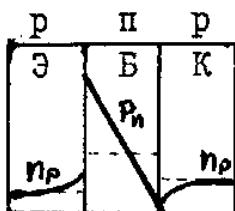
В базе транзистора встречаются два потока носителей зарядов, инжектируемых через открытые эмиттерный и коллекторный переходы; суммарный ток определяется разностью этих потоков. Так как нет полной экстракции неосновных носителей из базы в коллектор, то в базе происходит интенсивное накопление и рекомбинация носителей, $I_B = I_E$.

Режим отсечки

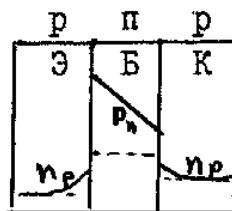
Через закрытые переходы идет ток, обусловленный тепловой генерацией в объеме полупроводника и в ОПЗ. При больших полях в переходе возможно лавинообразование.

Распределение носителей зарядов в транзисторе

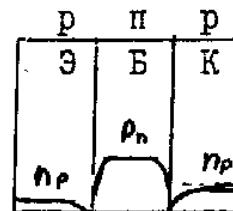
На рисунках показано распределение носителей зарядов во всех областях транзистора в различных режимах его работы.



Активный режим,
нормальное усиление
 $U_{EB} > 0, U_{KC} < 0$



Насыщение
 $U_{EB} > 0, U_{KC} > 0$
 $U_{EB} > U_{KB}$



Отсечка
 $U_{EB} < 0, U_{KC} < 0$

При работе транзистора в активном режиме концентрация неосновных

носителей в базе изменяется почти по линейному закону и близка к нулю у коллекторного перехода. Выражение, описывающее распределение носителей, определяется электрическим полем в базе и её толщиной. Выведем его, считая, что $I_k = E_\beta$. Плотность тока неосновных носителей между эмиттером и коллектором приближенно равна $j_{\text{эр}}$:

$$j_{\text{эр}} = q \cdot D_p \cdot J_p \cdot E - q \cdot D_p \cdot \frac{dP_n}{dx}.$$

Электрическое поле в базе с проводимостью p -типа может быть представлено как

$$E_b = - \frac{kT}{q} \cdot \frac{\text{grad } N}{N}.$$

Следовательно, $j_{\text{эр}} = - q \cdot D_p \cdot p_n \cdot \frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dx} - q \cdot D_p \cdot \frac{dP_n}{dx} = - q \cdot D_p \cdot \frac{1}{N} \cdot \frac{d(P_n \cdot N)}{dx}$

Используем граничные условия при небольших токах:

$$x=0 \quad p_n = p_{n0} (0) \cdot \exp \frac{qU_{\text{эб}}}{kT}, \quad N = N(0).$$

$$x = w_0 \quad p_n = \frac{D_p}{q \cdot U_p}, \quad U_p \rightarrow \infty, \quad N = N(w_0).$$

В области коллекторного перехода скорость неосновных носителей велика и поэтому $p_n(w_0) = 0$.

$$\text{Таким образом, } p_n = - \frac{j_{\text{эр}}}{qN} \int_x^{w_0} \frac{N}{D_p} \cdot dx, \text{ т.к. } \frac{j_{\text{эр}} \cdot dx}{q \cdot D_p} = - \frac{1}{N} \cdot d(p_n \cdot N).$$

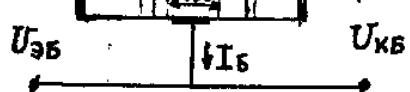
В случае бездрейфового транзистора $N = \text{const}$, следовательно

$D_p = \text{const}$ и $p_n = \frac{j_{\text{эр}}}{q \cdot D_p} (w_0 - x)$, т.е. получаем линейный закон для распределения носителей в базе.

Коэффициенты инжекции, переноса и передачи тока

Коэффициент инжекции характеризует эффективность эмиттера и зависит от свойств полупроводника.

В несимметричном $p-n$ переходе концентрация носителей в эмиттере существенно больше, чем в базе, так как область эмиттера легируется сильно ($N_{\text{аз}} \gg N_{\text{дб}}$). Следовательно ток дырок, инжектированных в базу транзистора $p-n-p$, будет практически равен полному току эмиттера I_β , т.е. $I_\beta = I_{\text{эр}} + I_{\text{бл}}$



Коэффициент инжекции выражается как

$$\gamma = I_{\text{эр}} / I_\beta. \quad \text{Его величину стремится приблизить к 1. Для бездрейфового транзистора}$$

$$\gamma_p = 1 - \frac{N_{\text{бл}} \cdot D_n \cdot w_0}{p_{n0} \cdot D_p \cdot L_n}.$$

Часть дырок в базе рекомбинирует, а основная часть доходит до ОПЗ коллекторного перехода. Эффективность перемещения носителей через базу характеризуется коэффициентом переноса $\alpha = I_{\text{кр}} / I_{\text{эр}}$, где $I_{\text{кр}}$ — ток дырок, достигших ОПЗ коллектора. Если отношение ширины базы к диффузационной длине носителей мало, т.е., $w_0 / L_p \ll 1$, то $\alpha \approx 1$.

$$\alpha = 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{w_0^2}{L_p^2}, \quad \text{где } w_0 \text{ — ширина базы.}$$

Обычно полный ток I_k больше, чем $I_{\text{кр}}$, т.к., во-первых, происходит

ударная ионизация атомов в коллекторном переходе ускоренными носителями и лавинное размножение в ОПЗ коллектора приводят к возрастанию всех токов в M раз, где M – коэффициент лавинного умножения. Поскольку эффект умножения увеличивает уровень шумов транзистора, то U_K выбирают таким, чтобы M равнялся единице.

Во-вторых, даже при $I_3=0$ через коллекторный переход течёт ток

$$I_K|_{I_3=0} = - I_{K0} \left(\exp \frac{qU_K}{kT} - 1 \right)$$

и для I_K можно записать $I_K = \alpha \cdot \beta \cdot I_3 + I_K|_{I_3=0}$. Таким образом развернутое выражение для тока коллектора имеет вид:

$$I_K = \alpha \cdot I_3 - I_{K0} \left(\exp \frac{qU_K}{kT} - 1 \right),$$

где $\alpha = \gamma \cdot \beta$ – коэффициент передачи тока эмиттера.

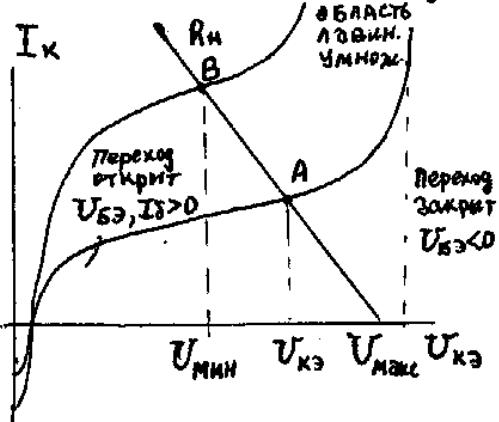
Для повышения эффективности управления током коллектора необходимо, чтобы:

- а) толщина базы W_B была много меньше диффузионной длины неосновных носителей заряда в базе;
- б) скорость поверхностной рекомбинации носителей была минимальной (за счёт обработки поверхности полупроводника);
- в) вывод базы находился бы на максимальном удалении от эмиттера;
- г) размер коллектора должен быть много больше размера эмиттера, чтобы увеличить вероятность сбора всего потока неосновных носителей заряда.

Лавинный транзистор

Транзистор, работающий в режиме лавинного умножения носителей в коллекторном переходе, называется лавинным. За счёт лавинного размножения происходит увеличение коэффициента передачи тока эмиттера α .

Выбор материала для транзистора определяется напряжением пробоя в 50-60 В. Для устойчивого лавинного размножения носителей заряда необходимо, чтобы удельное сопротивление ρ было равно примерно $0,1 - 0,01$ Ом·см. Так, для Се р-типа $\rho_p \leq 10^{-2}$ Ом·м, а для Се п-типа $\rho_n = 5 \cdot 10^{-3}$ Ом·м. Если ρ меньше указанных величин, то в соответствую-



ющих малым ρ тонких переходах развивается не лавинный, а туннельный пробой. Если же ρ очень велико, то переходы широкие и пробой идёт по поверхности кристалла. В этом случае может иметь место тепловой пробой перехода.

Вольтамперные характеристики лавинного транзистора (выходные), включённого в схему с ОЭ, имеют область лавинного умножения.

ножения. Сопротивление в цепи коллектора R_K определяет наклон нагрузочной характеристики. Её пересечение с выходными ВАХ даёт U_{\min} и U_{\max} - минимальное и максимальное значение напряжения лавинного пробоя. В точке "A" транзистор заперт, в точке "B" открыт и работает в режиме лавинного умножения. Для устойчивой работы транзистора необходимо иметь широкую область от U_{\min} до U_{\max} и минимальное отношение U_{\max}/U_{\min} .

Коэффициент лавинного размножения M определяется эмпирической формулой Миллера:

$$M = \frac{I}{I - (U/U_{\text{проб}})^n}$$

n - константа материала, $n=3$ для дырок и $n=6$ для электронов.

С учётом умножения коэффициент передачи постоянного тока запишем так:

$$\alpha_M = \alpha \cdot M$$

Если положить $\alpha_M = I$, то $\alpha \cdot M = \frac{\alpha}{I - (U/U_{\text{проб}})^n} = I$, где

$$U = U_{\min}, \quad U_{\text{проб}} = U_{\max}, \quad \alpha = I - (U/U_{\text{проб}})^n \quad \text{и} \\ U_{\min}/U_{\max} = \sqrt[n]{I - \alpha}.$$

Для расширения рабочего диапазона коллекторных напряжений U_{K3} необходимо иметь транзистор с максимальным значением α и минимальным "в". Лучшими параметрами обладают транзисторы из *Ge* типа *p-n-p* и из *Si* типа *n-p-n* с $\alpha \approx 1$ и $n = 2 \div 3$.

Например: *Ge n*-типа с $\rho = (2 \div 5) \cdot 10^{-3}$ Ом·м, $\alpha = 0,96 \div 0,98$.

Получаем $U_{\min}/U_{\max} = 0,25 \div 0,35$ и рабочую область коллекторных напряжений $U_{K3} = (0,65 \div 0,75) \cdot U_{\text{проб}}$, т.е. достаточно широкую.

Время развития лавинного разряда составляет 10^{-9} с и длительность переднего фронта импульса коллекторного тока I_K меньше, чем в обычных транзисторах.

Область применения лавинных транзисторов: в схемах импульсных генераторов с большим током в импульсе и $T_{\text{и}} = 10^{-8} \div 10^{-9}$ с.

Пробой транзисторов

При увеличении U_{Kb} *p-n* переход расширяется (эффект Эрли) и, как следствие этого, уменьшается толщина базы. Сужение базы приводит к увеличению градиента концентрации неосновных носителей заряда и уменьшению времени их пребывания в базе. Таким образом, уменьшается вероятность рекомбинации носителей в базе и возрастает величина коэффициентов передачи токов h_{21b} и h_{21e} .

При больших U_{Kb} происходит смыкание эмиттерного и коллекторного переходов, снижение потенциального барьера эмиттерного перехода и увеличение I_e и I_K .

Кроме смыкания переходов может произойти лавинный пробой (в схеме включения транзистора с ОБ), т.к. в этом случае ток в цепи базы не ограничен. Лавинный пробой может перейти в тепловой с появлением участка на ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Коэффициент передачи тока α' с учётом размножения носителей в коллекторном переходе может стать равным 1.

Напряжение $U_{k\beta}$ при этом называется напряжением переворота фазы тока базы, т.к. при $U_{k\beta} > U_{k\text{экп}}$ изменяется направление движения носителей заряда через вывод базы.

В схеме с ОЭ при $I_\beta = \text{const}$ ток коллектора I_K будет резко увеличиваться, если $U_{k\beta} > U_{k\text{экп}}$, т.е. произойдёт пробой с образованием лавины.

При разомкнутой цепи базы ($I_\beta = 0$) появляется обратная связь. Пары носителей, созданные в лавине, разделяются полем в коллекторном переходе и основные носители переходят в базу, а неосновные - в коллектор. Изменение избыточного заряда в базе изменяет её потенциал и снижает потенциальный барьер в переходе эмиттер-база. Происходящее при этом увеличение тока базы ведёт к возрастанию коллекторного тока. Возникают условия для неустойчивой работы транзистора. Вследствие указанного эффекта обратной связи напряжение лавинного пробоя в схеме с ОЭ меньше, чем в схеме с ОБ:

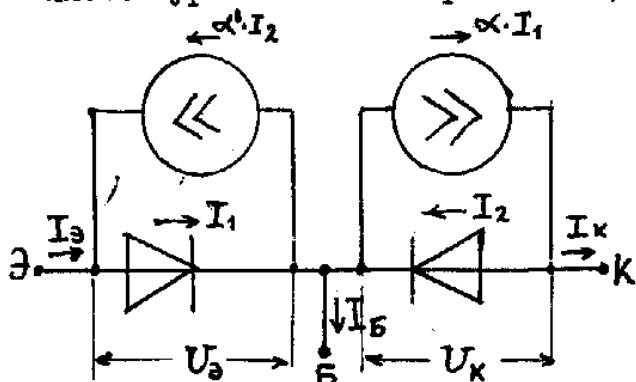
$$U_{\text{проб.ОЭ}} = U_{\text{проб.ОБ}} \cdot \sqrt{1 - |h_{21B}|} ,$$

где h_{21B} - коэффициент передачи тока без учёта лавинного размножения, n - константа материала. Таким образом, $U_{\text{проб.ОЭ}}$ тем больше, чем меньше $|h_{21B}|$ и чем меньше " n ". Напряжение пробоя $U_{\text{проб.ОЭ}}$ тем меньше, чем меньшее сопротивление включено в цепь базы.

Процесс лавинного пробоя будет обратимым при включении в цепь коллектора балластного сопротивления, иначе лавинный пробой может перейти в необратимый тепловой пробой.

Модель биполярного транзистора Эберса-Молла (1954 г)

Связь между токами и напряжениями в идеализированном БТ определяется уравнениями Эберса-Молла, полученными путём анализа следующей



модели, представленной на рисунке. Генераторы тока отображают взаимодействие р-n переходов. α - коэффициент передачи эмиттерного тока при нормальном включении БТ, α' - коэффициент передачи коллекторного тока при инверсном включении БТ.

В общем случае I_e и I_k складываются из двух токов: инжектируемого (I_I или I_2) и собираемого ($\alpha \cdot I_2$ или $\alpha \cdot I_I$), т.е.

$$I_e = I_I - \alpha \cdot I_2$$

$$I_k = \alpha \cdot I_I - I_2$$

Аналитическое выражение для инжектируемых токов через напряжения на переходах записывается так:

$I_I = I_{\text{эбт}}(\exp \frac{qU_{\text{эб}}}{kT} - 1)$ и $I_2 = I_{\text{кбт}}(\exp \frac{qU_{\text{кб}}}{kT} - 1)$,
где $I_{\text{эбт}}$ и $I_{\text{кбт}}$ - тепловые токи переходов при транзисторном включении переходов.

Следовательно:

$$I_e = I_{\text{эбт}}(\exp \frac{qU_{\text{эб}}}{kT} - 1) - \alpha \cdot I_{\text{кбт}}(\exp \frac{qU_{\text{кб}}}{kT} - 1)$$

$$I_k = \alpha \cdot I_{\text{эбт}}(\exp \frac{qU_{\text{эб}}}{kT} - 1) - I_{\text{кбт}}(\exp \frac{qU_{\text{кб}}}{kT} - 1)$$

$$I_b = I_e + I_k .$$

Обозначим через $I_{\text{кбо}}$ и $I_{\text{эбо}}$ тепловые токи при разрыве цепей эмиттера и коллектора соответственно.

Если $I_e = 0$, то $I_k = I_{\text{кбо}}$, т.е.

$$0 = I_{\text{эбт}}(\exp \frac{qU_{\text{эб}}}{kT} - 1) + \alpha \cdot I_{\text{кбт}}, \text{ считая, что } |U_{\text{кб}}| \gg -\frac{kT}{q},$$

и $I_{\text{кбо}} = \alpha \cdot I_{\text{эбт}}(\exp \frac{qU_{\text{эб}}}{kT} - 1) + I_{\text{кбт}}.$

Отсюда

$$I_{\text{кбо}} = I_{\text{кбт}} - \alpha \cdot \alpha' \cdot I_{\text{кбт}} \quad \text{и} \quad I_{\text{кбт}} = \frac{I_{\text{кбо}}}{1 - \alpha \alpha'}$$

$$\text{При } I_k = 0 \text{ и } |U_{\text{эб}}| \gg -\frac{kT}{q} \quad \text{получим } I_{\text{эбт}} = \frac{I_{\text{эбо}}}{1 - \alpha \alpha'} .$$

Используя выражения для $I_{\text{эбт}}$ и $I_{\text{кбт}}$, можем записать :

$$I_e = \frac{I_{\text{эбо}}}{1 - \alpha \alpha'} \cdot (\exp \frac{qU_{\text{эб}}}{kT} - 1) - \alpha' \cdot \frac{I_{\text{кбо}}}{1 - \alpha \alpha'} \cdot (\exp \frac{qU_{\text{кб}}}{kT} - 1) \dots \dots \dots (1),$$

$$I_k = \alpha \cdot \frac{I_{\text{эбо}}}{1 - \alpha \alpha'} \cdot (\exp \frac{qU_{\text{эб}}}{kT} - 1) - \frac{I_{\text{кбо}}}{1 - \alpha \alpha'} \cdot (\exp \frac{qU_{\text{кб}}}{kT} - 1) \dots \dots \dots (2),$$

$$I_b = \frac{1 - \alpha}{1 - \alpha \alpha'} \cdot I_{\text{эбо}} \cdot (\exp \frac{qU_{\text{эб}}}{kT} - 1) + \frac{\alpha \alpha'}{1 - \alpha \alpha'} \cdot I_{\text{кбо}} \cdot (\exp \frac{qU_{\text{кб}}}{kT} - 1) \dots \dots \dots (3).$$

При равенстве $U_{\text{эб}} = U_{\text{кб}}$ имеем $I_k = I_e$ и $\alpha \cdot I_{\text{эбо}} = \alpha' \cdot I_{\text{кбо}}$ - токи через экстрагирующие переходы короткозамкнутые,

т.е. $\frac{I_{\text{кбо}}}{I_{\text{эбо}}} = \frac{\alpha}{\alpha'}$ (из взаимности характеристики 4x-полюсника).

Из уравнения (1) для идеализированных входных ВАХ получаем

$$I_e = \frac{I_{\text{эбо}}}{1 - \alpha \alpha'} \cdot (\exp \frac{qU_{\text{эб}}}{kT} - 1) - \frac{\alpha \alpha'}{\alpha'(1 - \alpha \alpha')} \cdot I_{\text{эбо}} \cdot (\exp \frac{qU_{\text{кб}}}{kT} - 1). \quad \text{Введём}$$

$I_{\text{эо}}$ - тепловой ток через эмиттерный переход при коротком замыкании на входе, $I_{\text{эо}} = \frac{I_{\text{эбо}}}{1 - \alpha \alpha'} = I_{\text{эбт}}.$

$\frac{I_e}{I_{e0}} \equiv (\exp \frac{qU_{eb}}{kT} - 1) - \alpha (\exp \frac{qU_{cb}}{kT} - 1)$, откуда получаем

$$\exp \frac{qU_{eb}}{kT} = \frac{I_e}{I_{e0}} + 1 + \alpha (\exp \frac{qU_{cb}}{kT} - 1) \text{ и}$$

$$U_{eb} = \frac{kT}{q} \cdot \ln \left[\frac{I_e}{I_{e0}} + 1 + \alpha \left(\exp \frac{qU_{cb}}{kT} - 1 \right) \right] - \text{ первое уравнение Эберса-Молла.}$$

Из (2) и (1) получаем

$$I_k = \alpha \cdot I_e - I_{kbo} \left(\exp \frac{qU_{cb}}{kT} - 1 \right) - \text{ второе уравнение Э.-М.}$$

Статические параметры биполярного транзистора

К ним относятся коэффициенты передачи тока эмиттера α и тока базы β , сопротивления эмиттерного r_e и коллекторного r_k переходов, объёмное сопротивление базы r_b , коэффициент обратной связи эмиттера и коллектора по напряжению M_{ek} и нулевой ток коллекторного перехода I_{ko} .

Дифференциальное сопротивление эмиттера r_e определяется из формулы $r_e = \frac{dU_e/dI_e}{\sigma_n} \Big|_{I_e=I_{Ma}} = \frac{kT}{q(I_e + I_{e0})}$, при $I_e = I_{Ma}$ $r_e = 25 \Omega$,

$$\text{объёмное сопротивление базы } r_b = \frac{r_e}{(\Gamma - \alpha)}, \text{ т.е. } r_b \approx r_e \cdot \beta.$$

Дифференциальное сопротивление коллектора $r_k = \frac{dU_k/dI_k}{I_k} \Big|_{I_k}$ определяется эффектом модуляции толщины базы (эффект Эрли).

Найдём зависимость r_k от режима работы транзистора. Предположем, что коллекторный переход целиком расположен в области базы. Тогда можно записать $dW_b = -dx_{II}$, где ширина коллекторного перехода $x_{II} = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0|U|}{qN} \right)^{1/2}$ в случае резкого перехода.

Полагая $|U| = |U_k|$, получим

$$dW_b = -\left(\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN} \right)^{1/2} \frac{1}{2} \cdot \frac{dU_k}{VU_k}, \text{ это и есть математическое выражение эффекта модуляции ширины базы при изменении коллекторного напряжения.}$$

Ширина базы тем меньше, чем меньше удельное сопротивление полупроводника в области базы и чем больше коллекторное напряжение. Учтём, что $I_k = \alpha \cdot I_e + I_{kbo}$, а $\alpha = \gamma \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{w_b}{L} \right)^2 \right]$. Тогда $I_k - I_{kbo} = \alpha \cdot I_e = \gamma \cdot \left(1 - \frac{w_b^2}{2L^2} \right) \cdot I_e$. Отсюда после дифференцирования по w_b получаем:

$$\frac{dI_k}{dW_b} \Big|_{I_{kbo}} = -\gamma \cdot I_e \frac{w_b}{L^2} \text{ и } dI_k = \gamma \cdot I_e \frac{w_b}{L^2} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN} \right)^{1/2} \frac{dU_k}{VU_k}.$$

$$\text{Таким образом, } r_k = \frac{dU_k}{dI_k} = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN} \right)^{1/2} \cdot \frac{\sqrt{U_k}}{V \cdot I_e} \cdot \frac{L^2}{w_b^2} = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN} \right)^{1/2} \frac{U_k L^2}{\gamma w_b^2}.$$

При $N_s = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $L = 0,1 \text{ мм}$, $w_b = 30 \text{ мкм}$, $U_k = 5 \text{ В}$, $I_e = 1 \text{ мА}$, $E = 12 (\text{Si})$, $r_k = 4,2 \text{ Мом}$.

Выражение для коэффициента переноса α может быть получено из формулы для α : $\alpha = I - I/2 \cdot (w_b/L)^2$.

Коэффициент передачи тока базы β выражается через коэффициент передачи тока эмиттера α следующим образом: $\beta = \frac{I_k}{I_e} = \frac{I_k}{I_e - I_k}$

$\beta = \frac{1}{\frac{I_e - I_k}{I_k}} = \frac{1}{\frac{\alpha}{1 - \alpha}}$. Полагая $\alpha \approx 1$ и $\beta \approx 1$, т.е. $I/2 \cdot \frac{w_b^2}{L^2} \ll I$, получаем

$$\beta = \frac{1 - \frac{1}{2} \frac{w_b^2}{L^2}}{I/2 \cdot \frac{w_b^2}{L^2}} = \frac{2 L^2}{w_b^2}. \text{ С другой стороны, } \alpha = \frac{\beta}{1 + \beta}$$

Коэффициент обратной связи по напряжению: $M_{ek} = -\frac{dU_k}{dU_e} \Big|_{I_e}$

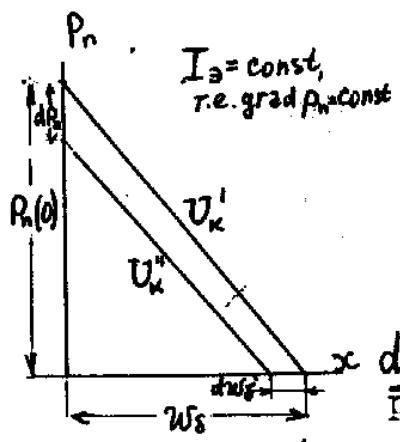
Найдём связь между коэффициентом обратной связи M_{ek} и параметрами р-п перехода. Из распределения неосновных носителей в базе (см. рис.) следует, что $\frac{dp_n(0)}{p_n(0)} = \frac{dw}{w}$. С другой стороны, известно, что $p_n(0) = p_{no} \cdot \exp(-\frac{qU_{eb}}{kT})$. После дифференцирования по U_{eb} можно записать

$$\frac{dp_n}{dU_{eb}} = p_{no} \cdot \frac{q}{kT} \cdot \exp(-\frac{qU_{eb}}{kT}) = p_{no} \cdot \frac{q}{kT}$$
 и

$$\frac{dp_n(0)}{p_n(0)} = \frac{dU_{eb}}{kT/q}. \text{ Отсюда, используя соотношение}$$

$$\frac{dw}{w} = -\sqrt{\frac{2qN}{\epsilon_0}} \frac{dU_k}{\sqrt{U_k}} \cdot \frac{1}{w_b}, M_{ek} = -\frac{dU_k}{dU_e} \Big|_{I_e} = +\sqrt{\frac{\epsilon_0}{2qN}} \cdot \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{w_b \sqrt{U_k}}.$$

Обычно, $M_{ek} = 10^{-2} \div 10^{-3}$.



Внутреннее уравнение БТ

Это уравнение связывает между собой параметры БТ. Используем полученные выше формулы для сопротивления коллектороного перехода и коэффициента обратной связи по напряжению:

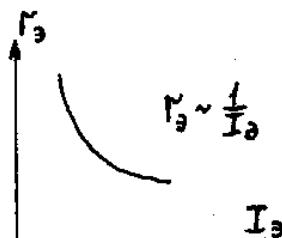
$$\Gamma_k = \sqrt{\frac{2qN}{\epsilon_0}} \cdot \frac{L^2}{w_b} \cdot \frac{1}{\sqrt{U_k}} \quad \text{и} \quad M_{ek} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{2qN}} \cdot \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{w_b \sqrt{U_k}}.$$

Возьмём их произведение: $\Gamma_k \cdot M_{ek} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{L^2}{w_b} \cdot \frac{1}{\sqrt{U_k w_b^2}} = \Gamma_e \cdot \frac{L^2}{w_b^2}$ с учётом того, что $\Gamma_e = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{I_e}$. Принимая во внимание, что $\alpha \approx \gamma [1 - 1/2(\frac{w_b}{L})^2]$ запишем $2M_{ek} \cdot \Gamma_k \cdot (\gamma - \alpha) = \Gamma_e$ - внутреннее уравнение БТ.

Зависимость параметров БТ от режима работы

Зависимость параметров от I_e .

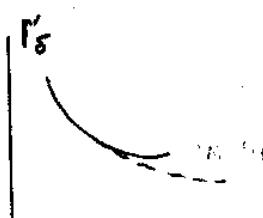
Дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода Γ_e с ростом тока эмиттера уменьшается, что следует из выражения для Γ_e :



$R_e \sim \frac{1}{I_e}$ $R_e = \frac{kT}{(I_e + I_{e0})}$, в широком диапазоне изменения I_e хорошо выполняется зависимость $R_e \sim \frac{1}{I_e}$.

Сопротивление коллекторного перехода также уменьшается с ростом I_e

$R_k = \frac{1}{\gamma \cdot I_e} \cdot \frac{2L^2 U_{kb}}{W_b x_n}$. При больших I_e уменьшается γ и возрастает R_k . Поэтому зависимость $R_k(I_e)$ слабее, чем гиперболическая.

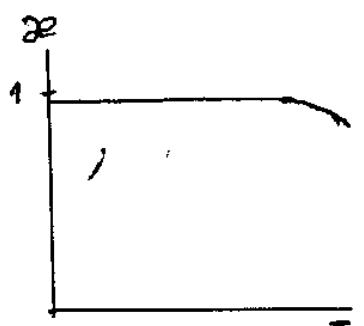


Объемное сопротивление базы R_b тем больше, чем уже база $R_b \sim 1/W_b$, чем меньше подвижность неосновных носителей $R_b \sim 1/\mu_p$ и чем меньше их концентрация в области базы

$R_b \sim 1/p_n$. С увеличением I_e растёт p_n и I_e уменьшается R_b . При больших I_e скорость спада R_b уменьшается, т.к. с ростом концентрации носителей заряда p_n уменьшается их подвижность.

Коэффициент передачи тока эмиттера α , определяемый как произведение коэффициентов инжекции γ и переноса β , существенно зависит от тока эмиттера I_e и от напряжения U_{eb} . Зависимость от I_e обусловлена, в основном, влиянием величины I_e на коэффициент инжекции γ . При малых значениях I_e коэффициент инжекции возрастает с ростом I_e , что связано с "забиванием" неосновными носителями ловушек в области перехода Э-Б и снижением уровня их рекомбинации в ОПЗ эмиттерного перехода. В области средних значений I_e выполняется условие $I_{re} > I_{ne}$, рекомбинация неосновных носителей практически мала и

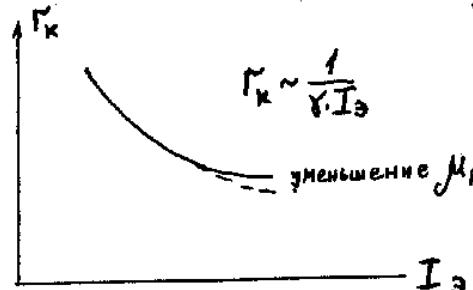
γ почти не меняется с ростом I_e . При дальнейшем увеличении I_e и U_{eb} γ падает, т.к. к переходу Э-Б подтягиваются электроны из области базы и γ уменьшается.



Коэффициент переноса β мало зависит от I_e , слегка уменьшаясь при больших I_e из-за рекомбинации носителей в базе.

Зависимость коэффициента передачи тока эмиттера α от I_e , как говорилось выше, определяется поведением коэффициентов γ и β , т.к.

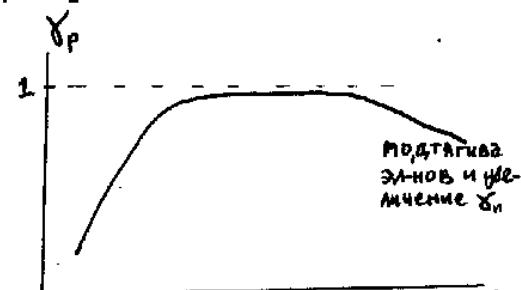
$\alpha \approx \gamma \cdot \beta$. При увеличении I_e коэффициент проходит через максимум, как и коэффициент ин-



$$R_k \sim \frac{1}{\gamma \cdot I_e}$$

уменьшение μ_p

I_e



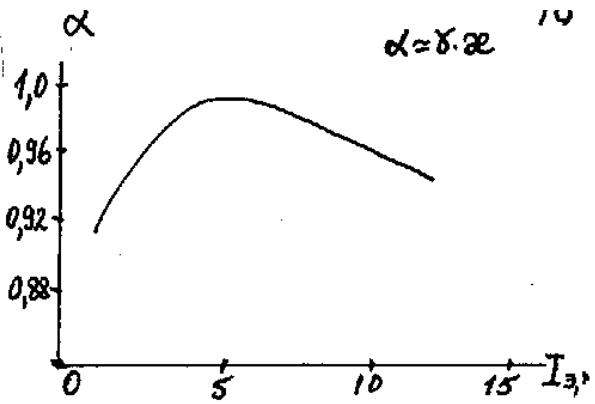
U_{eb}, I_e

подтягиваются электроны и уменьшение γ

жекции γ.

Зависимость параметров БТ от выходного напряжения

Коэффициент передачи тока эмиттера α с ростом U_{KB} возрастает, поскольку при этом уменьшается ширина базы и увеличивается γ и β . При больших значениях U_{KB} $\alpha_M = M \cdot \alpha$ из-за лавинного умножения в переходе Б-К.



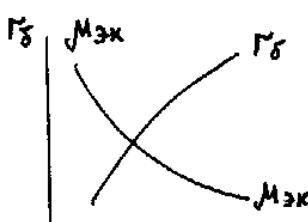
Сопротивление коллекторного перехода R_K возрастает с увеличением U_{KB} , поскольку с ростом U_{KB} увеличивается ширина перехода x_{PK} и уменьшается в такой же мере ширина базы w_b .

При больших значениях U_{KB} , близких к пробивным, коллекторный ток I_K возрастает из-за увеличения числа носителей в переходе Б-К вследствие лавинного процесса и

$U_{KB} R_K$ уменьшается.

Объёмное сопротивление базы R_b при увеличении U_{KB} возрастает, поскольку при этом уменьшается ширина базы w_b .

С ростом U_{KB} коэффициент обратной связи по напряжению M_{EK} уменьшается из-за увеличения ширины коллекторного перехода и уменьшения влияния поля коллектора на эмиттерный переход и ток через него. Эта спадающая зависимость следует и из выражения для M_{EK} :



$$U_{KB} M_{EK} = + \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{w_b} \cdot \frac{1}{2} x_p \frac{1}{U_K}$$

Зависимость параметров БТ от температуры

При изменении температуры окружающей среды меняются контактная разность потенциалов в переходе, обратный ток через переходы, подвижность носителей зарядов. Вместе с этим изменяются параметры БТ.

Обратный ток через коллекторный переход меняется с температурой в соответствии с формулой $I_{KBO} = \exp(-V/T)$. Поэтому при включении транзистора в схему с ОЭ при $I_B = \text{const}$ должны возрасти токи I_{ne} и I_{rek} , чтобы скомпенсировать рост тока I_{KBO} . Следовательно, возрастёт концентрация электронов в базе и снизится потенциальный барьер в эмиттерном переходе. При этом возрастёт ток I_E и связанный

ским током коллектора I_K , т.е. выходная характеристика биполярного транзистора в схеме с ОЗ приподнимается вверх. Это изменение определяется зависимостью $I_{KBO} = f(T)$. Увеличение I_K при $I_0 = \text{const}$ обуславливает

рост коэффициента передачи тока базы I_0 , т.е. β

Ток I_{KBO} связан с температурой следующим соотно-

$$\text{шением: } I_{KBO} = q \cdot S \left(n_{po} \frac{L_n}{Z_n} + p_{po} \frac{L_p}{Z_p} \right) \sim e^{-\frac{\Delta E_3}{kT}}$$

Концентрация неосновных носителей пропорциональна $\exp(-\Delta E_3/kT)$, т.е. резко возрастает с температурой. Поэтому β представляет собой сильную функцию от температуры.

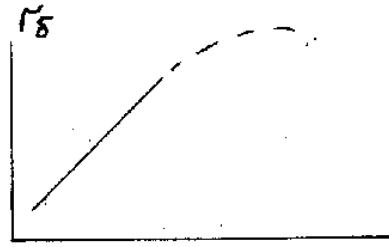
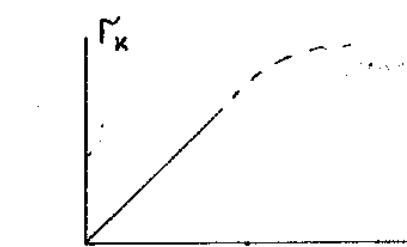
Коэффициент передачи тока эмиттера α мало меняется с температурой, т.к. $I_K = \alpha \cdot I_E + I_{KBO}$, и $I_{KBO} \ll I_E$ и изменением I_{KBO} с T можно пренебречь. Для транзистора, включённого в схему с ОБ, семейство выходных характеристик мало смещается при изменении температуры. Таким образом, схема с ОБ более стабильна по отношению к изменению температуры, чем схема с ОЗ.

Сопротивление эмиттера r_e линейно возрастает с температурой. Почти также зависит от температуры и коэффициент обратной связи по напряжению M_{ex} . Эта зависимость

обусловлена изменением с температурой среднего времени жизни носителей (неосновных).

Влияние температуры на сопротивление коллектора связано с тем, что $r_k = f(L_p)$, L_p средняя диффузионная длина неосновных носителей растёт с повышением температуры. Следовательно, r_k возрастает с температурой. Однако при больших T резко возрастают токи утечки и r_k уменьшается.

Сопротивление базы r_b с ростом температуры возрастает из-за уменьшения подвижности носителей, но при достаточно высоких температурах увеличивается концентрация носителей за счёт собственной проводимости полупроводникового материала и r_b уменьшается.



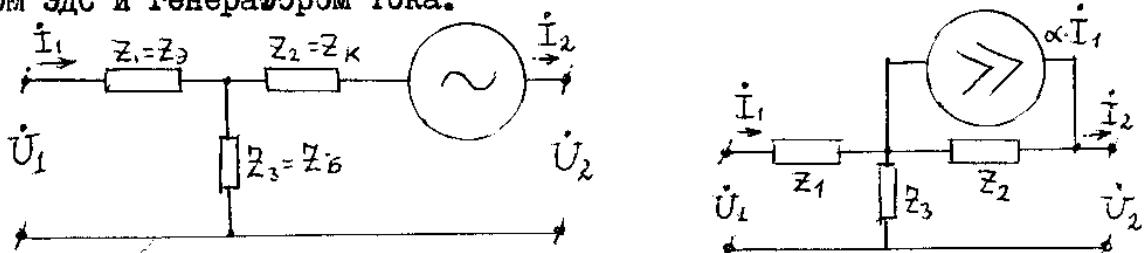
Динамические параметры БТ

К динамическим параметрам транзистора относятся барьерные ёмкости переходов C_{bar} ,

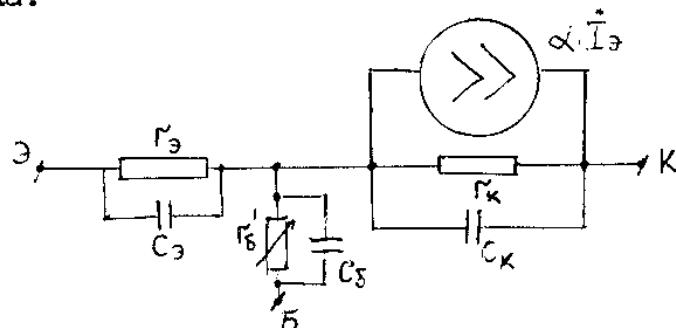
диффузионные ёмкости переходов $C_{\text{диф}}$, коэффициент инжекции носителей из эмиттера в базу γ , коэффициент переноса неосновных носителей заряда через базу α и постоянная времени базы τ_b .

Эквивалентные схемы (схемы замещения) БТ

При описании процессов в БТ обычно пользуются одномерной теоретической моделью, которая исходит из следующих положений: движение носителей заряда происходит по параллельным траекториям, поверхностная рекомбинация изменяет только время жизни носителей, не учитываются объёмное сопротивление и барьерные ёмкости переходов. Чтобы получить полную картину, к одномерной модели добавляют элементы, учитывающие токи через ёмкости и падение напряжения на объёмных сопротивлениях. Ниже приведены Т-образные эквивалентные схемы БТ с генератором ЭДС и генератором тока.



Т-образная схема может быть показана в развернутом виде с генератором тока:



Z_E , Z_B , Z_K - комплексные сопротивления эмиттера, базы и коллектора соответственно. Z_B учитывает модуляцию сопротивления базы из-за модуляции её толщины, $\alpha = dI_K / dI_E$ при $U_{KB} = \text{const}$ - коэффициент передачи тока эмиттера.

Система статических параметров БТ

Для теоретического описания БТ при малом сигнале используется эквивалентная Т-образная схема. Непосредственное измерение параметров БТ в электрической схеме невозможно, поэтому используют ряд систем статических параметров, рассматривая транзистор как линейный активный четырёхполюсник, и с помощью этих параметров находят статические физические параметры БТ.

Обозначим напряжение и ток на входе четырёхполюсника через U_1 и I_1 а на выходе через U_2 и I_2 . Взаимосвязь между ними можно выразить 24 семействами характеристик, относящимися к 6 системам:

- | | |
|--------------------------|--------------------------|
| 1. $U_1 = f_1(I_1, I_2)$ | 2. $I_1 = f_1(U_1, U_2)$ |
| $U_2 = f_2(I_1, I_2)$ | $I_2 = f_2(U_1, U_2)$ |
| 3. $U_1 = f_1(I_1, U_2)$ | 4. $I_1 = f_1(U_1, I_2)$ |
| $I_2 = f_2(I_1, U_2)$ | $U_2 = f_2(U_1, I_2)$ |
| 5. $I_1 = f_1(I_2, U_2)$ | 6. $I_2 = f_1(I_1, U_1)$ |
| $U_1 = f_2(I_2, U_2)$ | $U_2 = f_2(I_1, U_1)$ |

Из теории 4-полюсника известно, что он может характеризоваться различными параметрами - γ , β или H , в зависимости от того, что принимается за функцию, а что за аргумент. Биполярный транзистор на низких частотах характеризуется активными параметрами u , β и h .

Система u -параметров предполагает в качестве аргументов напряжения на входе U_1 и выходе U_2 , а функцией являются токи I_1 и I_2 (в режиме КЗ на входе и выходе). Сами u -параметры имеют размерность проводимости.

В системе h -параметров аргументами являются I_1 и U_2 , а функциями - I_2 и U_1 (в режиме ХХ на входе и КЗ на выходе)

$$U_1 = f_1(I_1, U_2) \text{ и } I_2 = f_2(I_1, U_2).$$

Следовательно

$$dU_1 = \frac{\partial U_1}{\partial I_1} \cdot dI_1 + \frac{\partial U_1}{\partial U_2} \cdot dU_2 \text{ и}$$

$$dI_2 = \frac{\partial I_2}{\partial I_1} \cdot dI_1 + \frac{\partial I_2}{\partial U_2} \cdot dU_2 \text{ или}$$

$$dU_1 = h_{11} \cdot dI_1 + h_{12} \cdot dU_2$$

$$dI_2 = h_{21} \cdot dI_1 + h_{22} \cdot dU_2$$

Коэффициенты h_{11} , h_{12} , h_{21} и h_{22} характеризуют свойства четырёхполюсника и являются его параметрами. h -система гибридная по размерности: h_{12} и h_{21} - безразмерны, h_{11} имеет размерность сопротивления, h_{22} - размерность проводимости.

Физический смысл h -параметров

Положим поочерёдно, что $I_1 = 0$ (ХХ на входе) и $U_2 = 0$ (КЗ на выходе). Отсюда следует:

- $h_{11} = \frac{dU_1}{dI_1} \Big|_{dU_2=0}$ - входное сопротивление при КЗ на выходе
 $h_{12} = \frac{dU_1}{dU_2} \Big|_{dI_1=0}$ - коэффициент обратной связи по напряжению
 $h_{21} = \frac{dI_2}{dI_1} \Big|_{U_2=0}$ - коэффициент передачи тока при КЗ на выходе
 $h_{22} = \frac{dI_2}{dU_2} \Big|_{dI_1>0}$ - выходная проводимость при КЗ на выходе

Поскольку при работе в активном режиме транзистор имеет небольшое входное сопротивление и большое выходное сопротивление, то режимы ХХ и КЗ могут быть легко осуществлены на практике.

В различных схемах включения БТ h -параметры будут существенно отличаться по величине, т.е. $h_{11\beta} \neq h_{11\alpha} \neq h_{11k}$ и т.д.

При включении в схему с ОБ:

$$dU_{\text{об}} = h_{11\beta} \cdot dI_{\beta} + h_{12\beta} \cdot dU_{\text{кв}}$$

$$dI_k = h_{21\beta} \cdot dI_{\beta} + h_{22\beta} \cdot dU_{\text{кв}}$$

h -параметры легко находятся по статическим характеристикам БТ (входной, выходной, передаточной и обратной связи по напряжению) заменой дифференциалов на малые приращения. Например,

$$h_{11\beta} = \frac{\Delta U_{\text{об}}}{\Delta I_{\beta} \mid_{U_{\text{об}}}} \text{ из входной ВАХ, } U_{\text{об}} = \text{десятки } \Omega,$$

$$h_{12\beta} = \frac{\Delta U_{\text{об}}}{\Delta U_{\text{кв}} \mid_{I_{\beta}}} = 10^{-4} + 10^{-2}$$

$$h_{21\beta} = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_{\beta} \mid_{U_{\text{об}}}} = -(0,95 + 0,99)$$

$$h_{22\beta} = \frac{\Delta I_k}{\Delta U_{\text{кв}} \mid_{I_{\beta}}} = 10^{-6} \text{ См}$$

Так как параметры транзистора связаны друг с другом при разных схемах включения, то необходимо привести формулы преобразования h_{β} в h_{α} . Для этого нужно учесть, что $I_{\alpha} = I_{\beta} + I_k$ и $U_{\text{об}} = -U_{\text{бэ}}$.

$$dU_{\text{об}} = h_{11\beta} \cdot dI_{\beta} + h_{21\beta} \cdot dU_{\text{кв}}$$

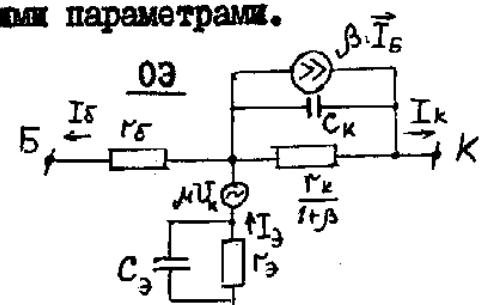
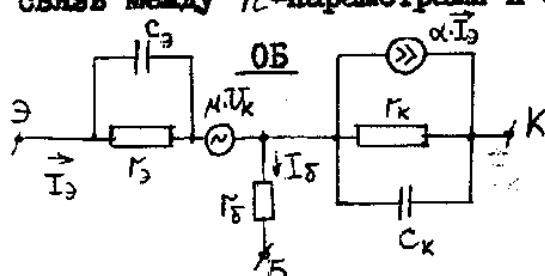
$$\text{В этом случае } U_1 = U_{\text{об}} : I_1 = I_{\beta}, \quad U_2 = U_{\text{кв}}, \quad I_2 = I_k.$$

$$-\frac{dU_{\text{об}}}{dI_{\beta} - dI_k} = h_{11\alpha} : -\frac{dI_3}{dU_{\text{об}}} + \frac{dI_k}{dU_{\text{об}}} = -\frac{I}{h_{11\beta}} = -\frac{1}{h_{11\alpha}} + h_{21\beta} \cdot \frac{I}{h_{11\beta}}.$$

$$h_{11\alpha} = \frac{h_{11\beta}}{1+h_{21\beta}} : \quad h_{12\alpha} = \frac{h_{11\beta} \cdot h_{22\beta}}{1+h_{21\beta}} - h_{12\beta};$$

$$h_{21\alpha} = -\frac{h_{21\beta}}{1+h_{21\beta}} : \quad h_{22\alpha} = \frac{h_{22\beta}}{1+h_{21\beta}}.$$

Используя Т-образную эквивалентную схему БТ, можно установить связь между h -параметрами и физическими параметрами.



Полагая $U_K=0$ (КЭ на выходе) и задавая I_3 , определяем U_9 и I_K , а затем $h_{II6} = h_{2I6}$.

$$h_{II6} = \frac{dU_9}{dI_3} \Big|_{U_K} = r_9 + i\delta(1-\alpha), \quad h_{2I6} = \frac{dI_K}{dI_3} \Big|_{U_K} = -\alpha.$$

Осуществив обрыв цепи эмиттера по переменному току ($I_3 = 0$, КЭ на входе) и задавая U_K , определяем $h_{I26} = h_{226}$:

$$h_{I26} = \frac{dU_9}{dU_K} \Big|_{I_3} = \frac{r_9}{r_K} + M_{ek}, \quad h_{226} = \frac{dI_K}{dU_K} \Big|_{I_3} = \frac{1}{r_K}.$$

Физические параметры Т-образной схемы (на низких частотах) могут быть выражены через h -параметры следующим образом:

$$r_9 = 2 [h_{II6} - \frac{h_{125}}{h_{225}} \cdot (1 - |h_{2I6}|)], \quad r_K = \frac{1}{h_{226}}, \quad \alpha = -h_{2I6}.$$

$$r_0 = 2 \cdot \frac{h_{125}}{h_{225}} - \frac{h_{125}}{1 - |h_{2I6}|}, \quad M_{ek} = \frac{h_{125}h_{225}}{1 - |h_{2I6}|} - h_{I26}$$

Аналогично в схеме с ОЭ:

$$h_{II9} = r_0 + (1 + \beta), \quad r_9, \quad h_{I29} = \frac{r_9}{r_K(1-\alpha)}, \quad h_{2I9} = \beta.$$

$$h_{229} = \frac{1}{r_K(1-\alpha)} \quad \text{и} \quad r_9 = 2 \left(\frac{h_{129}}{1 + h_{229}} - \frac{h_{129}}{h_{229}} \right), \quad r_K = \frac{1}{h_{229}(1-\alpha)}, \quad \beta = h_{2I9}.$$

$$r_0 = \frac{h_{129}}{h_{229}} (1 + h_{2I9}) \cdot M_{ek} + h_{II9} \cdot h_{229} \cdot (1 + h_{2I9}) - h_{I29}.$$

Система у-параметров выглядит следующим образом:

$$I_1 = f_1 (U_1, U_2) \quad dI_1 = \frac{\partial I_1}{\partial U_1} \cdot dU_1 + \frac{\partial I_1}{\partial U_2} \cdot dU_2,$$

$$I_2 = f_2 (U_1, U_2) \quad dI_2 = \frac{\partial I_2}{\partial U_1} \cdot dU_1 + \frac{\partial I_2}{\partial U_2} \cdot dU_2.$$

$$\text{или } dI_1 = y_{II} \cdot dU_1 + y_{I2} \cdot dU_2, \quad dI_2 = y_{2I} \cdot dU_1 + y_{22} \cdot dU_2.$$

Соотношения между у- и h -параметрами:

$$y_{II} = \frac{1}{h_{II}}, \quad y_{I2} = \frac{h_{12}}{h_{II}}, \quad y_{2I} = \frac{h_{21}}{h_{II}}, \quad y_{22} = h_{22} - \frac{h_{12} \cdot h_{21}}{h_{II}}.$$

Для схем с ОБ и ОЭ:

$$y_{II9} = y_{II6} + y_{I26} + y_{2I6} + y_{226}, \quad y_{229} = y_{226},$$

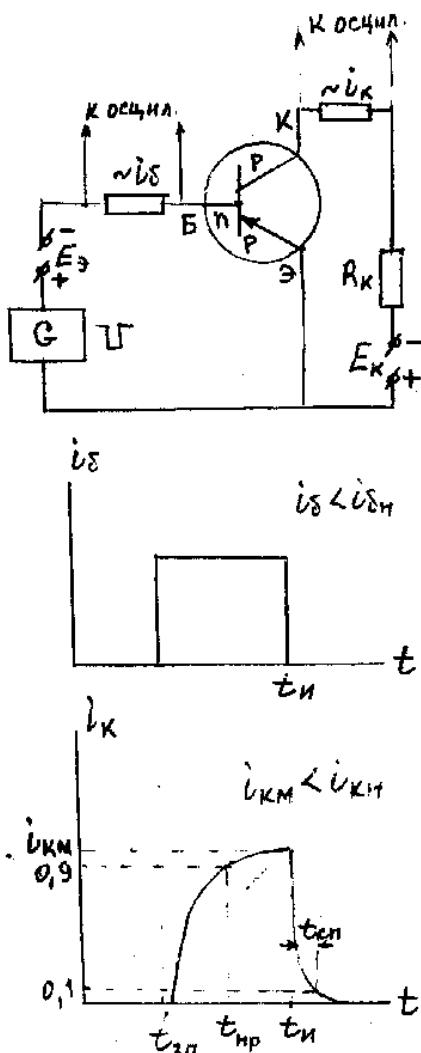
$$y_{I29} = - (y_{I26} + y_{226}), \quad y_{2I9} = - (y_{2I6} + y_{226}).$$

Импульсные свойства БТ

Способность усиливать импульсный сигнал без искажения формы импульса зависит от режима работы БТ и конструктивных особенностей транзистора. Чаще других используется схема включения БТ с общим эмиттером (ОЭ).

Схема с ОЭ. Режим малого сигнала.

При прямоугольной форме импульса тока базы импульс тока эмиттера будет иметь вид, показанный на рис. Нарастание тока I_K в начале



сигнала связано с накоплением неосновных носителей в базе, инжектированных из эмиттера. Если это дырки, то в базе возникает избыточный положительный заряд вблизи эмиттерного перехода. Чем больше этот заряд, тем меньше скорость его накопления в базе. Таким образом, длительность переходного процесса, т.е. время нарастания тока I_K при котором $I_K = 0,9 I_K \text{ макс.}$, обусловлена установлением равновесия между скоростью поступления неосновных носителей в базу и их рекомбинацией в базе:

$$I_K = \beta I_B (1 - \exp - \frac{t}{\tau_p}), \text{ где } \tau_p - \text{ среднее время жизни дырок.}$$

Для выполнения условия квазинейтральности в базе вводимый через коллекторный переход заряд электронов должен быть равен избыточному заряду дырок, т.е. $Q_n = Q_p$ и $\tau_n = \tau_p$.

При наличии в цепи коллектора нагрузочного резистора R_K с учётом перезарядки барьерной ёмкости C_K база постоянная времени переходных процессов будет равна $\tau_{os} = \tau_p + \beta R_K C_K$ и ток коллектора при включении импульса тока базы будет изменяться со временем так:

$$I_K(t) = \beta I_B (\exp - \frac{t}{\tau_{os}}).$$

В режиме малого сигнала спад I_K после выключения I_B связан, в основном, с разрядкой C_K базы. В схеме с ОЭ переходные процессы в $(\beta+1)$ раз длительнее, чем в схеме с ОБ. Режим малого сигнала соответствует активному режиму работы БТ и $I_K \text{ макс.} = \beta \cdot I_B$.

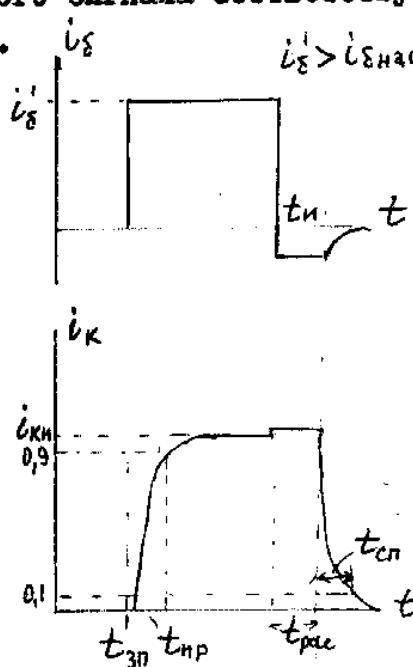
Режим большого сигнала.

При большом уровне инъекции носителей в базу коллекторный переход переключается в режим насыщения и

$$I_K \text{ нас.} = \frac{E_K - U_{KH}}{R_K} \approx \frac{E_K}{R_K}$$

$U_{K \text{ нас.}} = 5-20 \text{ мВ.}$ Минимальный ток базы, приводящий к режиму насыщения $I_B \text{ нас.} = \frac{I_K \text{ нас.}}{\beta}$ и этот ток создаёт в базе объёмный заряд дырок, равный $Q_p = I_B \text{ нас.} \cdot t_{sp}$.

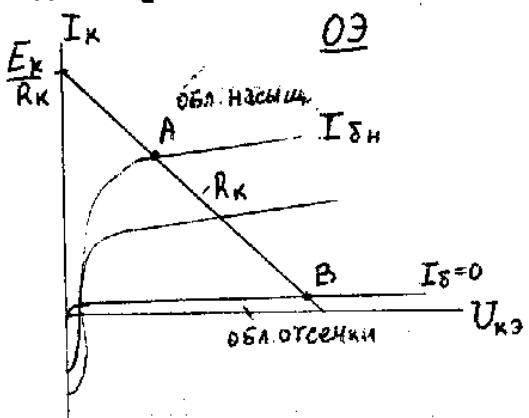
Таким образом, при $I_B > I_B \text{ нас.}$ транзистор работает в режиме насыщения. К момен-



нту выключения I_b накопленный в базе заряд равен $I_b \cdot t_{\text{рас}}$. Эффект рассасывания этого заряда во времени отражается не только на форме импульса коллекторного тока (см. рисунок), но и на форме импульса тока базы. $t_{\text{рас}}$ - время рассасывания объемного заряда. В течение этого времени БТ работает в режиме насыщения. Чтобы уменьшить $t_{\text{рас}}$ в базу вводят примеси, увеличивающие скорость рекомбинации избыточных носителей заряда, например, золото. Таким образом, в режиме большого сигнала переходные процессы в БТ связаны, в основном, с рассасыванием накопленного в базе объемного заряда.

Работа БТ в схеме электронного ключа

В этом случае БТ работает попарно в двух режимах, один из которых обеспечивает протекание в цепи БТ большого тока (ключ замкнут), а во втором режиме ток в цепи БТ существенно мал. Первому режиму соответствует малое сопротивление коллекторной цепи БТ - это режим насыщения, а второму - большое сопротивление коллекторной цепи, - это режим отсечки. Рабочая точка на выходных ВАХ перемещается от одной границы активной области к другой, а БТ характеризуется интегральными параметрами.



Рабочая точка из области отсечки (B) скачком переходит в область насыщения (A), проходя все точки линии нагрузки в активной области. До подачи на вход сигнала транзистор находится в рабочей точке B, т.е. в закрытом состоянии. Ток $I_k = -I_{\text{бо}}$ очень мал, и цепь коллектора можно считать разомкнутой, а всё напряжение источника E_k приложенное к коллекторному переходу.

При максимальном входном сигнале $I_{\text{бн}}$ рабочая точка скачком переходит в положение A, коллекторный переход при этом смещается в открытое состояние и транзистор оказывается в режиме насыщения. Амплитуда импульса тока в цепи коллектора велика

$I_{\text{к нас}} \approx \frac{E_k}{R_k}$, т.е. транзистор выполняет роль замкнутого ключа. В этом случае всё напряжение E_k падает на R_k , а падение напряжения на транзисторе мало: $U_{\text{кв нас}}$ составляет доли вольта.

Параметры БТ в режиме ключа

$I_{\text{бн}}$ - входной ток (ток базы насыщения),

$I_{\text{кн}}$ - выходной ток (ток коллектора насыщения),

$U_{\text{квн}}$ - остаточное напряжение коллектора в режиме насыщения,

$A = H_2 I_{\text{бн}}$ - коэффициент передачи эмиттерного тока,

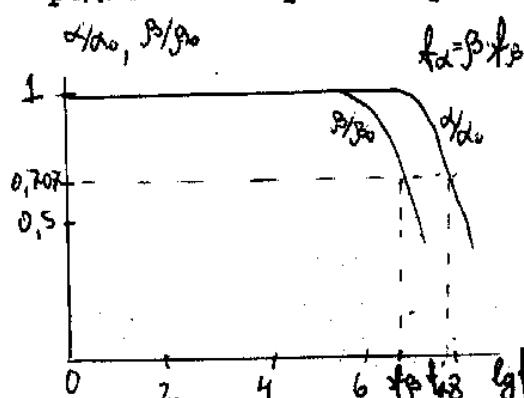
$B = H_2 I_{\text{кн}}$ - коэффициент передачи тока базы,

$S = Y_{21}$ - крутизна ВАХ.

Коэффициент передачи тока базы $B = \frac{I_k}{I_3}$ (точнее $B = \frac{I_k - I_{kbo}}{I_3}$), а
 $\beta = \frac{dI_k}{dI_3} \Big|_{U_k}$; $dI_k = \beta \cdot dI_3$ и $I_k - I_{kbo} = \int_{I_3}^{I_k} \beta \cdot dI_3$, т.к. $dI_k = d(I_k - I_{kbo})$.
Окончательно $B = \frac{1}{I_3 + I_{kbo}}$ $\int_{I_3}^{I_k} \beta \cdot dI_3$ - связь между B и β .
Аналогично $A = \frac{I_k - I_{kbo}}{I_3} = \frac{1}{I_3} \int_{I_3}^{I_k} \alpha \cdot dI_3$. Обычно считают $A = \alpha$ и $A = \frac{B}{1 + B}$.

Частотные свойства БТ

С ростом частоты сигнала изменяется (уменьшается) коэффициент передачи тока транзистора и возникают фазовые искажения сигнала.



Основные причины этого состоят в следующем. При времени пролёта неосновных носителей через базу $t_{\text{проеч.}}$ происходит отставание тока по фазе от напряжения. В результате ток изменяется по фазе и амплитуде.

При прохождении через область пространственного заряда неосновными носителями наводится дополнительный ток, снижающий ток коллектора на высоких частотах.

Из-за постоянной времени коллекторной цепи ток коллектора изменяется по амплитуде и фазе (особенно для дрейфовых транзисторов).

На предельных частотах α и β уменьшаются в $\sqrt{2}$ раз. Схема с ОБ обладает лучшими частотными свойствами по сравнению с схемой с ОЭ.

f_α и f_β - предельные частоты для схем с ОБ и ОЭ.

$$f_\beta = \frac{f_\alpha}{\beta}.$$

Если ёмкости $C_{\text{бар}}$ и $C_{\text{эмп}}$ малы, то частотные свойства БТ определяются, в основном, временем пролёта неосновных носителей через базу - t_0 . $\alpha = 1 - \frac{1}{3(\omega t_0)^2}$ и $\alpha = \gamma \cdot \alpha = 1 - \frac{1}{3(\omega t_0)^2}$, т.к. $\gamma \approx 1$.

Для характеристики частотных свойств БТ вводится f_T - граничная частота усиления по току, при которой $\beta = 1$.

$$\omega_T = 2\pi \cdot f_T = \frac{1}{t_0} = \frac{I_3}{Q_0} = \frac{I_3 \cdot \beta_0}{Q_0} = \frac{\beta_0}{t_0}; Q_0 = I_3 \cdot T_0.$$

t_0 - время пролёта неосновных носителей через базу, T_0 - время жизни неосновных носителей в базе, Q_0 - заряд в базе.

Собственные шумы транзистора

Причинами собственных шумов БТ могут быть:

I. Термовые процессы (термовой шум). Шумы этого типа имеют широкий

спектр ("белый" шум) и связаны с хаотическим тепловым движением носителей заряда. На объемном сопротивлении базы Γ_b выделяется напряжение, среднеквадратичная величина которого определяется формулой Найквиста: $\bar{U}_T = 2\sqrt{kT \cdot \Gamma_b \Delta f}$, Δf -ширина полосы частот.

2. Дробовой шум (шум Шоттки, "белый") возникает из-за дисперсии скоростей носителей заряда в коллекторе и переходе Э-Б:

$$\bar{U}_{др.к} = \Gamma_k \sqrt{2qI_{KBO}\Delta f} \quad \text{и} \quad \bar{U}_{др.э} = \Gamma_e \sqrt{2qI_e\Delta f} .$$

3. Рекомбинационный шум (низкочастотный) обусловлен флуктуацией процессов генерации и рекомбинации носителей в переходах:

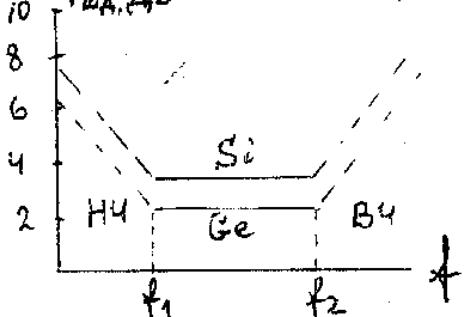
$$U_p = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{5 \cdot R_k^n \cdot \Delta f} U_k^m, \quad m=1-1,2, \quad n=1-2, \quad \text{коэффициент } \delta \text{ зависит от типа транзистора.}$$

4. Шум из-за разделения потоков носителей (низкочастотный) вызван беспорядочностью разделения тока эмиттера на I_k и I_o :

$$\bar{U}_{э разд} = \Gamma_e \sqrt{2qI_e \left[\frac{I_{kbo}}{I_e} + \alpha(I - \alpha) \right] \Delta f}$$

5. Избыточный шум (низкочастотный): $\bar{U}_{изб}^2 = \frac{I}{\rho_n}$, где $n=0,9-1,2$.

$F_{шд, дБ}$



Для снижения уровня шумов необходимо:
1) ограничить ширину полосы пропускания частот Δf .

- 2) уменьшить тепловой ток I_{KBO} ,
- 3) снизить сопротивление базы Γ_b ,
- 4) повысить α .

Кроме того, можно изменять режим работы транзистора: I_e , U_{KBO} , R_k и T .

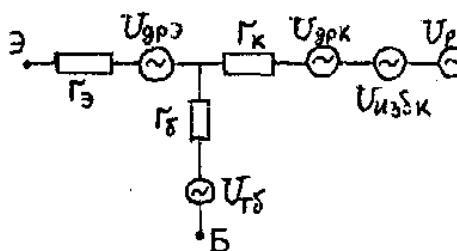
Коэффициент шума транзистора: $F_{шд} = \frac{(P_{сиг}/P_{шд})_{вых}}{(P_{сиг}/P_{шд})_{вых}}$.

$P_{сиг}$ - мощность сигнала, $P_{шд}$ -мощность шумов.

Коэффициент шума показывает во сколько раз уменьшается отношение сигнал/шум из-за собственных шумов транзистора как усилителя.

$F_{шд}$ измеряется в децибелах и он связан с $F_{шд}$ соотношением

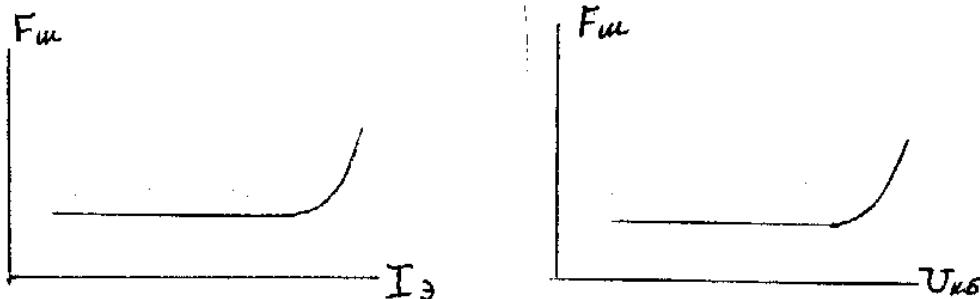
$$F_{шд} = 10 \lg F_{шд} .$$



На рисунке приведена физическая эквивалентная схема БТ с генераторами шумов.

$U_{избк}$ - источник шумов, связанных с генерацией и рекомбинацией носителей, в основном, у поверхности переходов.

Ниже приведены зависимости Коэффициента шума от режима работы БТ.



Пример расчёта $F_{\text{шд}}$: пусть $(P_{\text{сигн}}/P_{\text{шд}})_{\text{вх}} = 50$ а $(P_{\text{сигн}}/P_{\text{шд}})_{\text{вых}} = 2,5$ из-за вклада собственных шумов. Следовательно $F_{\text{шд}} = 2$, а $F_{\text{шд}} = 10 \cdot 0,3 = 3 \text{ дБ}$.

Характеристики БТ в режиме микротоков

Работа больших интегральных схем (БИС) существенно зависит от потребляемой мощности, особенно их надёжность. Резкое снижение мощности приводит к увеличению срока службы схемы. По уровню потребляемой мощности интегральные схемы (ИС) делятся на:

- 1) милливаттные ($10^{-4} \leq P \leq 10^{-2} \text{ Вт}$),
- 2) микроваттные ($10^{-7} \leq P \leq 10^{-4} \text{ Вт}$),
- 3) нановаттные ($10^{-9} \leq P \leq 10^{-7} \text{ Вт}$).

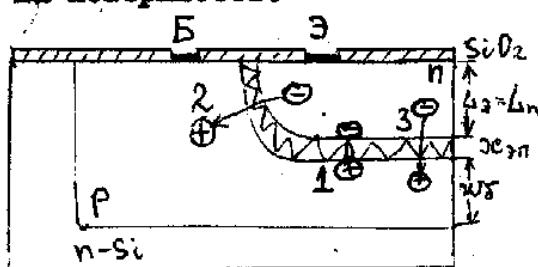
1ая группа - маломощных ИС, 2ая и 3ья - микромощных ИС.

Для работы ИС важно, чтобы уменьшение мощности не вызывало существенного уменьшения быстродействия, т. е. снижения логической добротности микромощных схем. Возможные применения микромощных ИС: логические элементы, триггеры, субсистемы типа счётчиков и регистров. Лучшими свойствами обладают схемы с инжекционным питанием (совмещённые транзисторные схемы).

Особенности входных характеристик транзисторов при работе в микрорежиме:

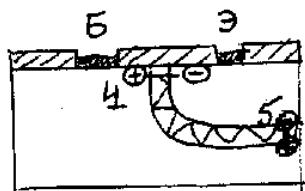
- 1) более сильная зависимость коэффициентов передачи тока от рабочего тока и температуры;
- 2) более высокое входное сопротивление;
- 3) меньшее влияние объёмного сопротивления базы и его разброса по величине на параметры транзистора;
- 4) более значительная роль цепи эмиттера - $C_{\text{бар}}$.

Эти особенности обуславливаются процессами рекомбинации-генерации в области объёмного заряда переходов и в областях выхода перехода на поверхность.



L_n - диффузионная длина электрона
 $x_{\text{эп}}$ - ширина области объёмного заряда эмиттерного перехода
 w_b - ширина активной части базы
 На величину I_b влияет не только объёмная рекомбинация

в базе (2), (1) и эмиттере (3), но и в области объемного заряда перехода (5) и на его поверхности (4).



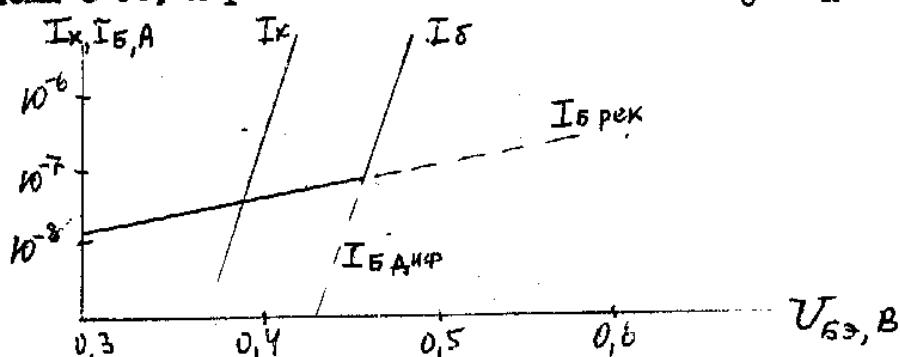
4- рекомбинация в приповерхностной области,

5- рекомбинация в объеме перехода.

Оказывают влияние на величину β и канальные токи.

Все эти дополнительные токи создаются основными носителями и уменьшают относительную долю тока неосновных носителей, инжектируемых в базу и идущих к коллектору. Коэффициент инжекции эмиттера при этом уменьшается. Снижается и значение коэффициента переноса α .

Из характеристик $I_K(U_{B3})$ и $I_B(U_{B3})$, т.е. выходной и входной для схемы с ОЭ, хорошо наблюдается зависимость $\beta(I_K)$.



При больших токах наклоны характеристики $I_K(U_{B3})$ и $I_B(U_{B3})$ совпадают и наклон характеристики $I_B(U_{B3})$ соответствует наклону характеристики I_B ид. (U_{B3}). Это означает, что при больших токах β не зависит от тока:

$$\beta = \frac{I_K - I_{K50}}{I_B + I_{K50}} = \frac{I_K}{I_B}.$$

При малых токах базы ($< 10^{-6}$ А) наклон характеристики $I_B(U_{B3})$ изменяется вследствие влияния на ток базы рассмотренных выше дополнительных рекомбинационных составляющих базового тока.

Введенный выше I_B ид. представляет собой диффузионную составляющую базового тока, обеспечивающую независимость β от I . Изменение рекомбинационной составляющей тока базы I_B рек при малых токах I_B рек изменяет наклон характеристики $I_B(U_{B3})$ и тем самым изменяет β . Отношение I_B рек к I_B ид. изменяется в зависимости от T и U_{B3} :

$$\frac{I_B \text{ рек}}{I_B \text{ ид.}} = \frac{n_i \cdot x_{\text{эн}} \frac{kT}{q}}{2n_b \sqrt{D \cdot T} (\varphi_0 - U_{B3})} \cdot \exp\left(-\frac{q \cdot U_{B3}}{2kT}\right).$$

С уменьшением U_{B3} увеличивается экспоненциальный множитель и увеличивается $x_{\text{эн}}$ - ширина перехода Э-Б, а с ней и предэкспоненциальный множитель. Таким образом, при уменьшении

U_{B0} возрастает относительная роль I_B рек по сравнению с I_0 диф. Влияние рекомбинационных процессов в переходе удобно характеризовать m -фактором (Шокли):

$$I_B = I_0 \left(\exp \frac{qU_{B0}}{m kT} - 1 \right), \quad I_0 \text{-ток насыщения.}$$

$$\text{При } U_{B0} > 4m \frac{kT}{q} \quad I_B = I_0 \exp \frac{qU_{B0}}{m kT}; \quad \frac{d \ln(I_B/I_0)}{dU_{B0}} = \frac{q}{m kT}.$$

Меньшему наклону входной ВАХ соответствует большая величина m -фактора. Обычно $1 \leq m \leq 2$ для разных типов транзисторов.

То, что m отличен от 1, свидетельствует о наличии центров захвата в объеме р-п перехода (дефекты: примеси, дислокации, загрязнение поверхности и др.). Они вызывают температурную и временную нестабильность параметров и являются источником низкочастотных шумов транзисторов. Таким образом, по m -фактору в области микротоков можно судить о надежности и шумовых характеристиках транзисторов.

Зависимость коэффициента передачи тока от тока

Часть потерь (снижения) коэффициента передачи тока α или β не зависит от тока и связана с дефектами в кристалле. Чтобы уменьшить эти потери необходимо ограничить ширину базы W_b и отношение концентраций примесей на границе перехода — N_D/N_A . При микротоках решающую роль приобретает рекомбинация носителей в объеме и приповерхностных областях эмиттерного перехода. Для снижения этих потерь необходимо уменьшить объем перехода, увеличить время жизни носителей в области объемного заряда перехода и уменьшить скорость поверхностной рекомбинации. Для этого нужно защищать поверхность (например, в планарных транзисторах защитный слой SiO_2 или SiN -нитрид кремния). Наконец, потери α связаны с утечкой коллекторного перехода, однако они малы и их можно не учитывать.

Для монолитного транзистора с эпитаксиальной базой (с однородным распределением примесей в ней) со структурой п-р-п потери обусловлены следующими причинами:

$$I_3 = 10 \text{ мА}$$

- а) рекомбинация в переходе — 12,5%.
- б) инъекция дырок в эмиттер — 48%,
- в) рекомбинация в пассивной области базы — 37%,
- г) остальные причины — 2,5%.

$$I_3 = 0,1 \text{ мА}$$

- а) 59%, б) 23,5%, в) 17%, г) 0,5%.

Для планарного транзистора с диффузированной базой потери распреде-

лены следующим образом:

I_b , мкА	10	1,0
a)	39,5%	62,5
б)	35,4	21,9
в)	17,2	10,6
г)	рекомб. в активной обл. базы 7,9%	5,0

Таким образом, снижение β с уменьшением I_b определяется соотношением $I_{б\text{ рек}} / I_{б\text{ диф}}$. $I_{б\text{ рек}}$ зависит от $U_{б\text{ об}}$ слабее, чем $I_{б\text{ диф}}$. Поэтому при уменьшении $U_{б\text{ об}}$ диффузационная составляющая тока базы убывает быстрее, чем рекомбинационная, и роль рекомбинационной составляющей $I_{б\text{ рек}}$ в уменьшении α и β возрастает; $(I + \beta)^{-1} = I - \alpha$ или $\alpha = \frac{\beta}{1 + \beta}$.

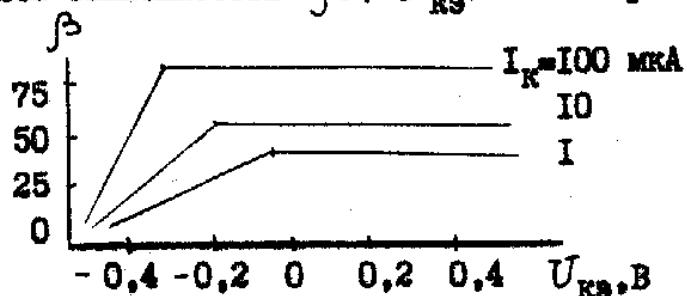
Для инженерных расчётов можно использовать формулу

$$\beta = \beta_1 \cdot (I_K / I_{K1})^{\frac{m-1}{m}}$$
 при $10^{-7} < I_K < 10^{-4}$ А,
где β_1 - коэффициент передачи тока базы при I_{K1} (для микрорежима $I_{K1} = 100$ мкА), m - среднее значение m -фактора для $I_K < I_{K1}$.
Если $10^{-6} < I_K < 10^{-3}$ А, то $\beta = \sqrt[m]{I_K / I_{K1}}$ (расхождение с опытом менее 5%), $m = 1,2$.

Зависимость β от U_{K2} .

Эта зависимость определяется влиянием на β изменения ширины базы как функции U_{K2} (в большей степени для сплавных, чем для транзисторов, получаемых методом двойной диффузии). В последних мал эффе-кт модуляции ширины базы.

Для микрорежимов характерна величина $U_{K2} = 1,5-3,0$ В. Для большинства схем зависимость $\beta(U_{K2})$ можно пренебречь.



Чем меньше ток, тем меньше β и ближе к

нуло насыщение. Горизонтальный участок на $\beta(U_{K3})$ связан с напряжением отсечки, которое определяется шириной запрещенной зоны полупроводника (она больше для кремниевых БТ, чем для германиевых).

Температурная зависимость β .

Коэффициент β растёт с температурой. Этот рост обусловлен зависимостью от T величин n_i , n_0 (концентрация электронов в базе) и τ_b - время жизни неосновных носителей в базе; при повышении температуры уменьшается вероятность рекомбинации носителей заряда и, следовательно, возрастает τ_b .

Скорость изменения β , т.е. $\frac{d\beta}{dT}$ связана с $\frac{\partial \gamma}{\partial T}$ и $\frac{\partial \chi}{\partial T}$. Рассчитаем $\frac{d\beta}{dT}$ для БТ п-р-п. $I_\beta = \frac{I_n}{\gamma_0} + I_{b\text{ рек}}$, где γ_0 -коэффициент инжекции, определяемый только инжецией дырок из базы и их рекомбинацией - эмиттере.

$$\gamma = \frac{I_n}{I_\beta} = \frac{\gamma_0}{1 + \gamma_0 \frac{I_{b\text{ рек}}}{I_n}} \approx \gamma_0 \cdot \frac{1}{1 + I_{b\text{ рек}}/I_n}; \quad \alpha = \gamma \cdot \chi = \chi \cdot \frac{\gamma_0}{1 + I_{b\text{ рек}}/I_n}.$$

где $I_{b\text{ рек}} = I_a \text{об} + I_{\text{нов}}$, I_a -диффузионный ток, $I_{\text{нов}}$ -поверхностный ток.

Следовательно, температурная зависимость коэффициента передачи тока определяется отношением $I_{b\text{ рек}}/I_n$ как функцией температуры. $n_i \sim \exp(-\Delta E_3/2kT)$, $n_0 \sim \exp(-\Delta E_3/kT)$.

$$\text{Следовательно } \gamma = \gamma_0 [1 + C_1 \exp(\Delta E_3 - qU_{B3}/2kT)]^{-1}.$$

C_1 - слабо зависящая от температуры константа.

$$\text{В результате имеем } \frac{\partial \gamma}{\partial T} = \gamma_0 C_1 \left(\frac{\Delta E_3 - qU_{B3}}{2kT^2} \right) \exp\left(-\frac{\Delta E_3 - qU_{B3}}{2kT}\right) > 0$$

$$\beta = \chi \cdot \gamma (1 - \chi \gamma)^{-1}; \quad \frac{d\beta}{dT} = \frac{1}{1 - \chi \gamma} \left(\gamma \frac{\partial \chi}{\partial T} + \chi \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial T} \right) > 0$$

β растёт с ростом T , следовательно и β возрастает с ростом T .

$$\left. \frac{d\beta}{dT} \right|_{\chi=\text{const}} = C_1 \left(\frac{\Delta E_3 - qU_{B3}}{2kT^2} \right) \exp\left(-\frac{\Delta E_3 - qU_{B3}}{2kT}\right).$$

Таким образом при уменьшении U_{B3} , т.е. при переходе к микрорежиму, будет наблюдаться уменьшение нестабильности $\beta(T)$, вызванное изменением эффективности эмиттера. Однако в целом с уменьшением тока I_a следует ожидать возрастания температурной нестабильности β . Это связано с тем, что ток инжекции эмиттера I_n растёт с температурой быстрее, чем $I_{b\text{ рек}}$. Это возрастание с T наиболее сильно при $60^\circ < T < 120^\circ\text{C}$.

Шумовые характеристики микромощных транзисторов.

На рисунке приведены частотные зависимости коэффициента шума для микромощных транзисторов.

Границчная частота транзистора f_T , при которой $\beta = 1$, может

быть записана следующим образом:

$$f_T = \left[2\pi \cdot \Gamma_9 (C_{\text{з}} + C_K + C_{\text{П1}} + \frac{C_{\text{П2}} \cdot C_{\text{П3}}}{C_{\text{П2}} + C_{\text{П3}}}) \right]^{-1}, \quad f_T \approx \frac{qI_3}{2\pi kT} (C_{\text{з}} + C_K + C_{\text{П1}} + C_{\text{П2}})^{-1}.$$

где $C_{\text{П1}}$ и $C_{\text{П2}}$ - паразитные ёмкости Б-Э и Б-К, $C_{\text{П3}}$ - паразитная ёмкость эмиттер-коллектор, которая велика ($C_{\text{П3}} > C_{\text{П2}}$). Уменьшение размеров коллектора и эмиттера приводит к увеличению f_T . Границная частота тем ниже, чем меньше I_3 .

Добротность транзистора определяется как

$$D = \frac{0,45}{(\Gamma_9 + \Gamma_9)(C_{\text{з}} + C_K)},$$

где $C_{\text{з}}$ и C_K - ёмкости эмиттерного и коллекторного переходов.

В режиме микротоков $\Gamma_9 < \Gamma_9$ и

$$D = \frac{0,45}{\Gamma_9(C_{\text{з}} + C_K)} = \frac{0,45 \cdot I_3}{m k T (C_{\text{з}} + C_K)}, \quad \text{т.к. } \Gamma_9 = \frac{kT}{qI_3}.$$

Полевые транзисторы (ПТ)

Полевой транзистор - это полупроводниковый прибор, используемый для усиления тока, напряжения и мощности, в котором управление потоком носителей заряда через канал осуществляется электрическим полем. Носители заряда имеют один знак, поэтому транзистор униполярный и имеет название "унитрот". Т.к. управление транзистором происходит с помощью электрического поля, он называется также полевым.

Электрическое поле изменяет проводимость небольшой области полупроводника (канала), в которой регулируется поток носителей заряда. Если перенос зарядов осуществляется электронами, то это полевой транзистор с n-каналом (каналом n-типа).

Принцип действия униполярных и биполярных транзисторов различны. У полевого транзистора значительно больше входное сопротивление так как оно определяется сопротивлением обратно-смещённого p-n перехода (в полевом транзисторе с управляемым переходом) либо высоким сопротивлением окисной пленки (в МОП транзисторе).

Конструкция полевого транзистора (ПТ): кристалл-подложка, в которой имеются три электрода-исток (И), сток (С) и затвор (З).

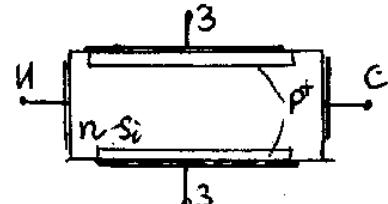
Исток - область, через которую в канал втекают носители заряда. Сток - область, через которую носители вытекают из канала. Затвор - электрод, на который подается управляющий потоком носителей электрический сигнал (управляющее поле).

Полевой транзистор с управляемым р-п переходом (ПТУП)

Число затворов у ПТУП может быть равно 1 или 2. На рисунке приведены конструкции одно- и двухзатворного ПТУП. Оба они имеют п-канал.



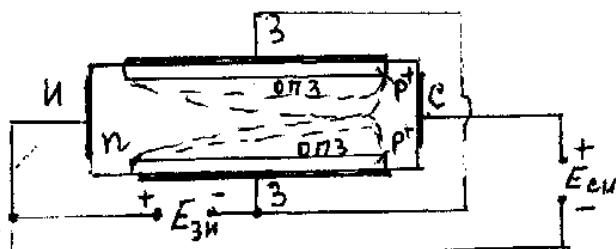
ПТУП с одним Затвором



ПТУП с двумя Затворами

Эти транзисторы изготавливаются из Si , Ge , $GaAs$. Контакты Истока И и Стока -С имеют омический характер. В кристаллах п-типа подзатворную область с проводимостью р-типа создают путём диффузии примеси. Канал - объём кристалла п-типа между С и И и областью р-типа.

Схема включения ПТУП с общим Истоком (ОИ)



Управление потоком носителей в канале осуществляется поперечным электрическим полем Затвора, прикладываемым между Затвором и Истоком, т.е. обратно-смещённым р-п переходом.

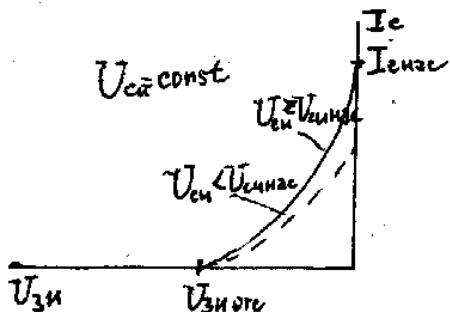
При включении источника напряжения между Истоком и Стоком $E_{си}$ по каналу протекает ток, величина которого определяется сопротивлением канала $R_{кан}$ и приложенным напряжением.

$$I_C = \frac{U_{си}}{R_{кан}}, \quad R_{кан} = f(U_{си}, U_{зи}).$$

Если на затвор подать обратное смещение, то ширина р-п перехода увеличивается, а ширина канала уменьшится. При этом его сопротивление возрастёт, а протекающий через канал ток основных носителей уменьшится (при $U_{си} = \text{const}$). При дальнейшем увеличении $U_{зи}$ обеднённые носителями заряды слоя в р-п переходе расширяются и ток Стока I_C уменьшается. При некотором $U_{зи} = U_{зи\text{ отс}}$ происходит смыкание ОПЗ обоих переходов и канал перекрывается. Перекрытие канала соответствует резкое увеличение сопротивления канала.

Ниже приведены основные характеристики ПТУП: Выходные (стоковые) и прямой передачи (передаточные).

Характеристика прямой передачи: при увеличении $U_{\text{си}}$ ток стока I_c уменьшается, что соответствует сужению канала. В области, примыкающей к затвору, изменяется (увеличивается) ширина ОПЗ, обеднённой носителями заряда. $U_{\text{зи отс}}$ соответствует полному перекрытию канала.



Выходные (стоковые) ВАХ: $I_c = f(U_{\text{си}})$

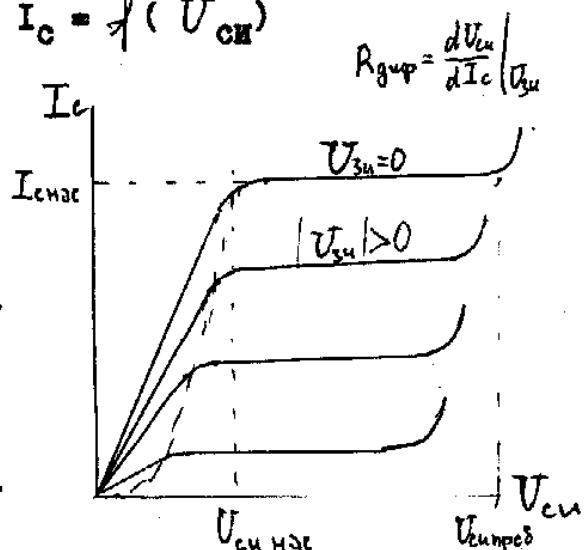
Начальные (почти линейные) участки характеристик, соответствующих различным значениям $U_{\text{зи}}$, имеют разные наклоны, т.к. начальная ширина канала и его сопротивление зависят от $U_{\text{зи}}$. С ростом $U_{\text{си}}$ растёт обратное смещение на р-п переходе на длине канала от И к С, если по каналу протекает ток. Наименьшее сечение канала — у Стока. Поэтому почти линейный участок ВАХ переходит в нелинейный с ростом $U_{\text{си}}$.

При $U_{\text{си}} = U_{\text{си нас}}$ (напряжение насыщения) канал перекрывается вблизи Стока; $U_{\text{си нас}} = U_{\text{зи отс}} - U_{\text{зи}}$, т.к. перекрытие канала осуществляется одновременным воздействием на ОПЗ напряжений $U_{\text{си}}$ и $U_{\text{зи}}$.

$$U_{\text{зи отс}} = U_{\text{зи}} + U_{\text{си нас}}$$

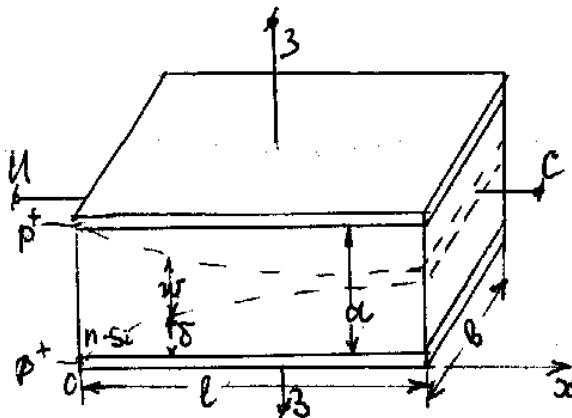
По мере дальнейшего роста $U_{\text{си}}$ участок малого (практически нулевого) сечения канала удлиняется и сопротивление, которое приходится преодолевать носителям при движении от И к С, возрастает, почти компенсируя рост $U_{\text{си}}$ ($x_{\text{II}} \sim \sqrt{U}$ или $\sqrt[3]{U}$, а $\Delta w = -\Delta x_{\text{II}}$). Поэтому наблюдается лишь небольшое увеличение тока I_c с ростом $U_{\text{си}}$ за счёт дрейфа носителей заряда через ОПЗ.

Наклон начальных участков выходных характеристик определяется начальной шириной канала w_0 , т.е. $U_{\text{зи}}$; $U_{\text{си нас}}$ тем меньше, чем больше $U_{\text{зи}}$. При больших $U_{\text{си}}$ происходит лавинный пробой р-п перехода вблизи Стока. Приложение в этом месте к переходу напряжение определяется суммой $|U_{\text{си}}| + |U_{\text{зи}}|$.



$$R_{\text{гиф}} = \frac{dU_{\text{си}}}{dI_c} \Big|_{U_{\text{зи}}}$$

Уравнения для ВАХ в омической области и в области насыщения



Плотность тока в канале определяется дифференциальным законом Ома:

$$j_c = \sigma \cdot E = -\sigma \cdot \frac{d\varphi(x)}{dx}$$

Будем считать, что $j_c \neq f(E)$ и $\sigma \neq f(E)$, но $j_c = f(x)$, т.к. $E = f(x)$ и сечение канала изменяется вдоль оси x . Вместе с тем, $I_c \neq f(x)$; $I_c = -\sigma \cdot w \frac{d\varphi}{dx}$ где $\varphi(x)$ -текущий потенциал в канале, изменяющийся в пределах $0 \leq \varphi \leq U_{3и}$.

"в"-глубина канала в направлении перпендикулярном плоскости рисунка. Высота (ширина) канала $w = a - 2b$ а $b(x) = \sqrt{\frac{U_{3и} - U(x)}{qN}}$ ширина ОПЗ для резкого перехода. Здесь φ_0 -высота потенциального барьера в переходе, а $U(x)$ -потенциал в точке "x" в центре канала по отношению к Затвору: $U(x) = \varphi + U_{3и}$.

Обычно $\varphi_0 \ll U_{3и}$, поэтому можно записать $b(x) = \sqrt{\frac{2\epsilon\sigma}{qN}} (\varphi + U_{3и})$.

Введём параметр ПТ $U_{3и}$ отс как величину напряжения на З, которая приводит к перекрытию канала; при этом $\delta_{\max} = \frac{a}{2}$. Следовательно

$\frac{a}{2} = \sqrt{\frac{2\epsilon\sigma}{qN}} \cdot U_{3и}$ отс = δ_{\max} . Запишем высоту канала следующим образом: $w = a \left(1 - \frac{2b}{a}\right) = a \left(1 - \frac{\sqrt{\varphi + U_{3и}}}{\sqrt{U_{3и} + \varphi}}\right)$. Тогда I_c может быть представлен так: $I_c = -\sigma \cdot a \cdot b \cdot \left(1 - \frac{\sqrt{\varphi + U_{3и}}}{\sqrt{U_{3и} + \varphi}}\right) \cdot \frac{d\varphi}{dx}$ или

$$I_c \cdot dx = -\sigma \cdot a \cdot b \left[1 - \left(\frac{\varphi + U_{3и}}{U_{3и} + \varphi}\right)^{1/2}\right] \cdot d\varphi. \text{ Учтём, что } \sigma = \frac{1}{\rho}$$

ρ - удельное сопротивление.

Проинтегрируем это уравнение с граничными условиями:

$$\text{при } x=0 \quad \varphi = 0, \text{ а при } x=l \quad \varphi = U_{3и}$$

$$\int_0^l I_c \cdot dx = -\frac{ab}{\rho} \left[\int_0^{U_{3и}} d\varphi - \left(\frac{\varphi + U_{3и}}{U_{3и} + \varphi} \right)^{1/2} d\varphi \right], \quad I_c = \frac{ab}{\rho \cdot l} \left[U_{3и} - \frac{1}{U_{3и}^{1/2}} \int_0^{U_{3и}} \left(\varphi + U_{3и} \right)^{1/2} d\varphi \right]$$

Введём сопротивление открытого полностью канала R_K отк = $\frac{\rho \cdot l}{a \cdot b}$

$$\text{Тогда } I_c = \frac{1}{R_K \text{ отк}} \left[U_{3и} - \frac{1}{U_{3и}^{1/2}} \int_0^{U_{3и}} \left(\varphi + U_{3и} \right)^{1/2} d\varphi \right];$$

$$I_c = \frac{1}{R_K \text{ отк}} \cdot \left[U_{3и} + \frac{2}{3} \cdot \frac{U_{3и}^{3/2} - (U_{3и} + U_{3и})^{3/2}}{U_{3и}^{1/2}} \right]. \quad U_{3и} + U_{3и} \text{ наст} = U_{3и} \text{ отк}$$

Для омической области ($|U_{3и}| < |U_{3и} \text{ отк}| - |U_{3и}|$):

$I_c = I_{c \text{ нас}} \left[2 \frac{U_{3и}}{U_{3и} \text{ отк}} \left(\frac{U_{3и}}{U_{3и} \text{ отк}} - 1 \right) - \left(\frac{U_{3и}}{U_{3и} \text{ отк}} \right)^2 \right]$, ток стока насыщения определяется при $U_{3и} = 0$.

Для области насыщения ($|U_{3и}| > |U_{3и} \text{ отк}| - |U_{3и}|$)

$$I_c \text{ нас} = \frac{1}{R_K \text{ отк}} \cdot \left[U_{3и} \text{ нас} + \frac{2}{3} \frac{(U_{3и} \text{ нас} - U_{3и} \text{ отк})^{3/2}}{U_{3и}^{1/2}} - \frac{2}{3} U_{3и} \text{ отк} \right]$$

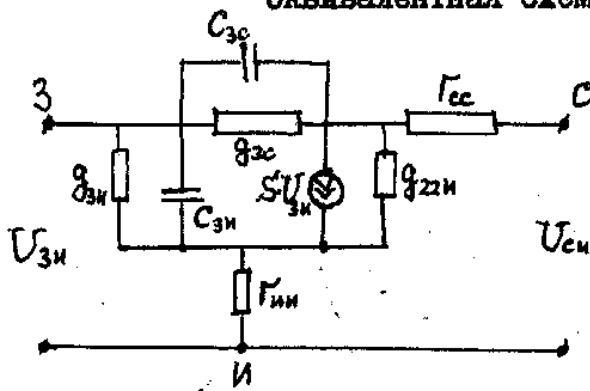
$$\text{Или } I_{\text{с насыщ}} = \frac{1}{R_K \text{ отк}} \left[\frac{1}{3} U_{\text{зи отс}} - U_{\text{зи}} \left(1 - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{U_{\text{зи}}}{U_{\text{зи насыщ}}}} \right) \right]$$

Усилительные свойства полевого транзистора в режиме малого сигнала характеризуются крутизной передаточной характеристики

$S = \left| \frac{dI_{\text{нас}}}{dU_{\text{зи}}} \right|_{U_{\text{зи насыщ}}} = S_{\text{макс}} \left(1 - \sqrt{\frac{U_{\text{зи}}}{U_{\text{зи насыщ}}}} \right)$ и $S_{\text{макс}} = \frac{1}{R_K \text{ отк}}$. Эта формула применима к полевым транзисторам с однородно легированным каналом. $S_{\text{макс}}$ соответствует $U_{\text{зи}} = 0$.

Для полевого транзистора, изготовленного методом двойной диффузии лучше соответствует формула $S = S_{\text{макс}} \left(1 - \frac{U_{\text{зи}}}{U_{\text{зи насыщ}}} \right)$.

Эквивалентная схема ПТУП с общим Истоком (ОИ)



Генератор тока $S \cdot U_{\text{зи}}$ характеризует усиливательные свойства транзистора. ϱ - активная составляющая проводимости, $\varrho_{\text{зи}}$ и $\varrho_{\text{зс}}$ мали, $\varrho_{\text{22и}}$ - выходная проводимость. Она равна $\sim 10 \text{ мкСм}$.

$R_{\text{ини}}$ и $R_{\text{ст}}$ - объемные сопротивления полупроводника между концами канала и контактами С и И. Они имеют величину в неоколько десятков Ом.

Основная причина шумов в ПТУП - генерационно-рекомбинационные процессы в переходе. Переходные процессы в транзисторе связаны, в основном, с перезарядкой ёмкости $C_{\text{зи}}$, которая значительно превышает $C_{\text{зс}}$, т.к. ширина при ОПЗ вблизи Истока минимальна.

Основные параметры ПТУП

R_0 - сопротивление транзистора в омической области ВАХ,

R_i - внутреннее сопротивление, определяется по пологой части ВАХ:

$$R_i = \frac{dU_{\text{ex}}}{dI_c}, \text{ обычно } R_i = (1 + 10) \text{ Мом.}$$

M_u - коэффициент усиления, $M_u = S \cdot R_i$,

$U_{\text{зи отс}}$ - напряжение отсечки,

$I_{\text{с насыщ}}$ - ток насыщения при $U_{\text{зи}} = 0$,

$C_{\text{зи}}, C_{\text{зс}}$ и $f_{\text{гр}} = f_{\text{макс}} = \frac{1}{2\pi R_{\text{ст}} C_{\text{зи}}}$, где $R_{\text{ст}} = R_{\text{зи}}$ - сопротивление канала, оно меньше для канала p -типа, т.к. $\mu_p > \mu_n$. Следовательно частотные свойства ПТУП с p -каналом лучше. К тому же, у них больше $I_{\text{с насыщ}}$ и крутизна.

Влияние температуры на параметры ПТУП

Температура влияет на высоту потенциального барьера ψ_0 р-п перехода между затвором и каналом и на подвижность носителей.

С ростом температуры потенциальный барьер снижается, уменьшается ширина ОПЗ и увеличивается ширина проводящего канала. Его сопротивление уменьшается и ток стока I_c растёт.

С другой стороны, повышение T приводит к уменьшению подвижности носителей и снижение I_c . Таким образом происходит частичная компенсация роста I_c из-за снижения φ_0 .

Подвойной транзистор с изолированным затвором (ПТИЗ)

В ПТИЗ (МОП-транзисторе, имеющем структуру металл-окисел-полупроводник) Затвор изолирован от кристалла полупроводника тонкой диэлектрической пленкой, и высокое входное сопротивление сохраняется в любом режиме работы транзистора.

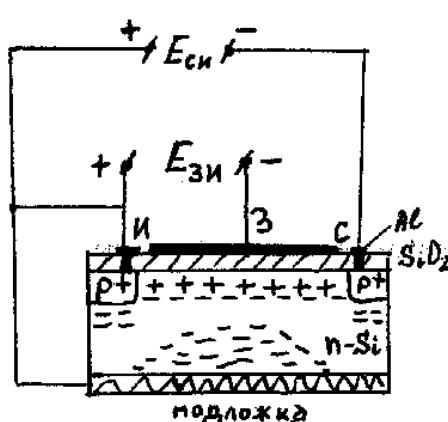
Различают а) ПТИЗ с встроенным каналом,

б) ПТИЗ с индуцированным каналом.

В ПТИЗ первого типа уже при $U_{зИ} = 0$ под затвором существует инверсный слой-канал, соединяющий Исток со Стоком.

В ПТИЗ второго типа проводящий канал появляется между С и И только при определённой полярности и величине напряжения на Затворе относительно Истока – пороговом напряжении $U_{зИ\text{ пор}}$.

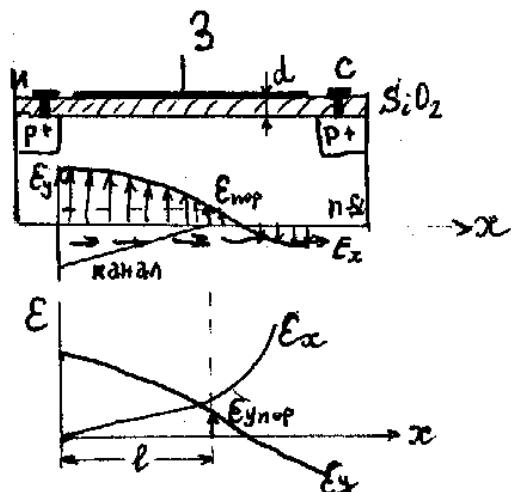
ПТИЗ с индуцированным каналом



Рассмотрим процесс образования проводящего канала р-типа в n-Si. При $U_{зИ}=0$ ток стока I_c очень мал и равен обратному току через р-п переход, так как при любой полярности $U_{си}$ один из перезадающих в цепи И-С окажется в закрытом состоянии. При $U_{зИ} \neq 0$ электрическое поле проникает сквозь диэлектрик в полупроводник, и у поверхности n-Si под Затвором возникает слой, обедненный электронами – основными носителями заряда, и обогащенный дырками-неосновными носителями. Если

$|U_{зИ}| > |U_{зИ\text{ пор}}|$, то под З возникнет инверсный слой, в котором концентрация неосновных носителей будет больше концентрации основных носителей. Этот слой является каналом для дырок, и он соединяет И со С проводящим дырки мостиком. Толщина и концентрация неосновных носителей в канале зависят от величины электрического поля, создаваемого напряжениями $U_{зИ}$ и $U_{си}$.

Величина тока в канале I_c определяется его проводимостью σ_k , на-



прямойностью электрического поля и шириной канала в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка:

$$I_c = \sigma_k \cdot b \cdot E_x$$

$$\text{Проводимость } \sigma_k = q \cdot \rho_k \cdot M_{pk} = Q_p \cdot \mu_{pk}$$

где M_{pk} — подвижность носителей в канале, а Q_p — заряд, создаваемый неосновными носителями в инверсном слое.

$$Q_p = C_{sk} [U_{zi} - U_{zi\text{ пор}} - U(x)]. \text{ Здесь}$$

$C_{sk} = \frac{\epsilon \epsilon_0}{d}$ — удельная ёмкость конденсатора, образуемого Затвором и каналом как электродами и диэлектриком. $U(x)$ — текущий потенциал, изменяющийся от 0 при $x=0$ до U_{ci} при $x=l$, где l — длина канала.

При $U_{zi} - U < U_{zi\text{ пор}}$ $\sigma_k = 0$, т.к. $\sigma_k = C_{sk} (U_{zi} - U - U_{zi\text{ пор}})$

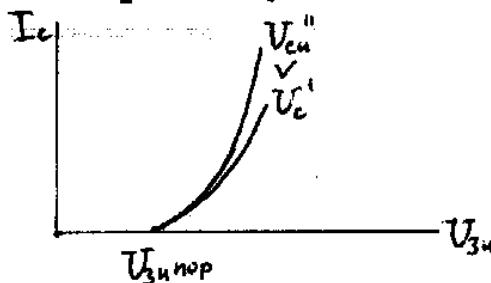
$$|I_c| = \sigma_k \cdot \frac{dU}{dx} \cdot b \int_0^l I_c \cdot dx = M_{pk} \cdot b \cdot C_{sk} \cdot [U_{zi} - U(x) - U_{zi\text{ пор}}] dU.$$

$$\text{Т.о. } I_c = \frac{M_{pk} \cdot b \cdot C_{sk}}{l} [(U_{zi} - U_{zi\text{ пор}}) U_{ci} - U_{ci}^2 / 2].$$

Если $U_{zi} - U_{ci} = U_{zi\text{ пор}}$, то канал перекрывается близи Стока и наблюдается насыщение тока стока, т.е. слабый его рост при увеличении U_{ci} . $U_{ci\text{ нас}} = U_{zi} - U_{zi\text{ пор}}$.

$$I_{c\text{ нас}} = \frac{M_{pk} \cdot b \cdot \epsilon \epsilon_0}{2l \cdot d} (U_{zi} - U_{zi\text{ пор}})^2.$$

Ток в цепи Затвор-Исток I_3 ничтожно мал, поэтому мощность, потребляемая цепью З-И, пренебрежимо мала. ПТИЗ является усилителем мощности и напряжения. Энергия постоянного источника питания передаётся переменному полю.

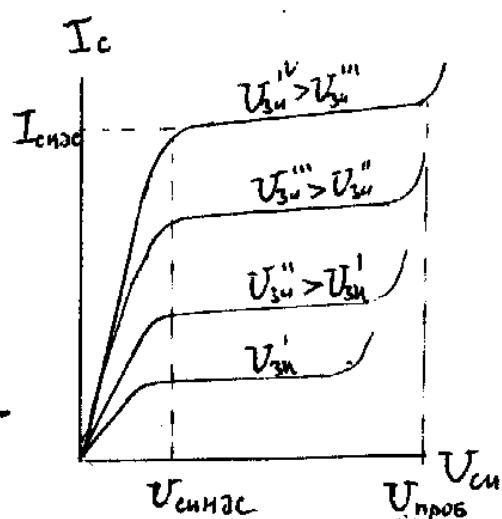


На рисунке показана характеристика прямой передачи $I_c = f(U_{zi})$. Пороговое напряжение $U_{zi\text{ пор}}$ почти не зависит от U_{ci} , слегка уменьшаясь при увеличении U_{ci} .

Выходные характеристики ПТИЗ

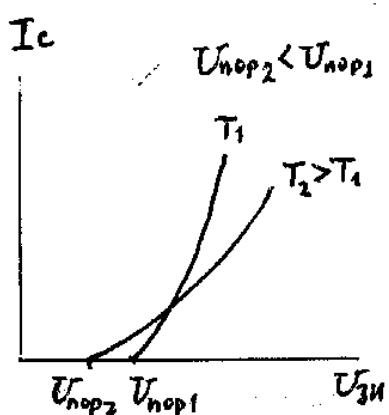
Наблюдаются аналогия с ВАХ

$I_o(U_{ci})$ для ПТУП, а именно, с ростом U_{ci} ток стока увеличивается сначала почти по линейному закону, а потом имеется сублинейный участок, переходящий в область насыщения. Объяснение такого вида ВАХ состоит в следующем: при увеличении U_{ci} разность



потенциалов между Затвором и каналом Стока уменьшается. Это приводит к уменьшению ширины канала, снижение скорости роста I_c , а при $U_{\text{см}} = U_{\text{зи}} - U_{\text{зи}}$ пор — перекрытие канала и выходу ВАХ на насыщение. Дальнейший рост $U_{\text{см}}$ приводит лишь к незначительному увеличению I_c за счёт возрастающей составляющей вектора напряжённости электрического поля, направленной вдоль канала. Снижение скорости роста I_c по мере возрастания $U_{\text{см}}$ обусловлено также уменьшением подвижности носителей заряда в сильном электрическом поле. При больших $U_{\text{см}}$ может произойти лавинный пробой полупроводника под Затвором вблизи Стока. На величину $U_{\text{см}}$ пробои влияет $U_{\text{зи}}$. Поскольку $U_{\text{см}}$ и $U_{\text{зи}}$ одного знака, то большим значениям $U_{\text{зи}}$ будет соответствовать большее значение $U_{\text{см}}$ пробои. Толщина пленки SiO_2 составляет $\sim 0,1 \text{ мкм}$, поэтому пробой может происходить при напряжениях в десятки вольт при больших перегрузках транзистора носить тепловой характер. Для защиты от пробоев $U_{\text{зи}}$ стабилизируют стабилитроном.

Влияние температуры на характеристики ПТИЗ.

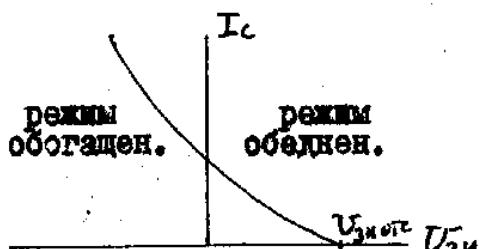


При повышении T напряжение $U_{\text{зи}}$ пор снижается. Это связано с двумя физическими процессами: во-первых, с ростом T уменьшается подвижность носителей в канале и ток стока I_c уменьшается. Во-вторых, при повышении T уровень Ферми смещается к середине запрещённой зоны. Это приводит к тому, что инверсионный слой у поверхности полупроводника образуется при меньшей напряжённости электрического поля, т.е. при меньшем $U_{\text{зи}}$.

ПТИЗ со встроенным каналом.

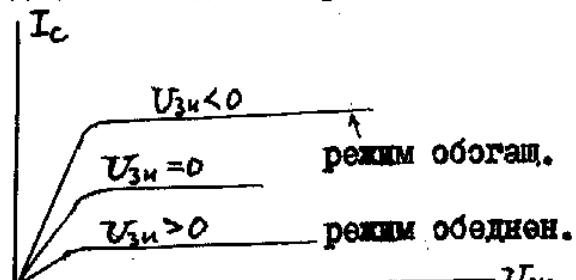


встроен. канал р-типа



Эти транзисторы называют также структурой МДП(металл-диэлектрик-п/п)

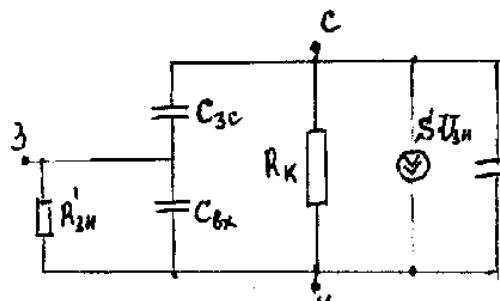
I_c



В транзисторах этого типа проводящий канал между И и С создается технологически и существует уже при $U_{\text{зи}} = 0$. На передаточных и выходных характеристиках имеются области, соответствующие двум режимам ра-

боты транзисторов – режиму обогащения и режиму обеднения. В зависимости от знака $U_{\text{зи}}$ канал обогащается или обедняется носителями заряда.

Эквивалентная схема ППИЗ



$S \cdot U_{\text{зи}}$ – генератор тока,

$$S = \frac{\partial I_c}{\partial U_{\text{зи}}} = \frac{1}{Ld} \text{ Мкб} \quad (U_{\text{зи}} - U_{\text{зи пор}})$$

– крутизна передаточной характеристики,

R_K – сопротивление канала,

$R_{\text{зи}} = 10^{12} - 10^{15} \Omega$, определяется утечками. $C_{\text{из}} = C_{\text{зи}} + C_{\text{ск}} = 0,5 - 10 \text{ пФ}$.

Максимальная рабочая частота определяется

$$\text{если } R_K \text{ и } C_{\text{зи}} : f_{\text{макс}} = \frac{S}{2\pi C_{\text{зи}}} = \frac{1}{2\pi C_{\text{зи}} R_K}$$

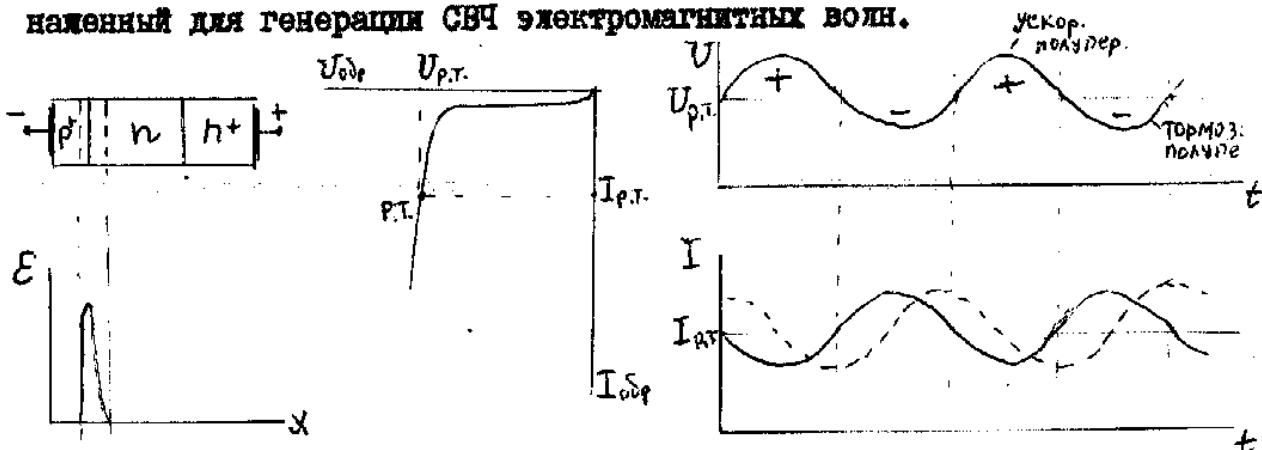
Собственные шумы в ППИЗ меньше, чем в биполярных транзисторах.

Для КП 350 А $F_{\text{ш}} = 4 \text{ дБ}$ при 100 МГц и $F_{\text{ш}} = 5,6 \text{ дБ}$ при 500 МГц.

Приборы с отрицательным дифференциальным сопротивлением

Лавинно-пролётный диод-ЛПД

ЛПД – это полупроводниковый диод, работающий в режиме лавинного умножения носителей заряда в обратно-смещённом р-п переходе и предназначенный для генерации СВЧ электромагнитных волн.



Рабочая точка выбирается на участке ВАХ, соответствующем режиму лавинного умножения (р.т.). Между напряжением и током возникает фазовый сдвиг, определяемый пролётым временем $t_{\text{пр}}$. Это время связано с движением основных носителей через базу. В данном случае это время пролёта электронов через инженную высокоомную p-область. Минимальный вклад в $t_{\text{пр}}$ вносит инерционность лавинного процесса. На приведённом выше рисунке в течение всего периода выполняется условие отрицатель-

ногого дифференциального сопротивления, $R_{\text{диф}} = \frac{dU}{dT} < 0$.

Угол пролёта $\theta_{\text{пр}}$, определяемый разностью фаз между U и I , связан с круговой частотой ω и временем пролёта $t_{\text{пр}}$ соотношением:

$$\theta_{\text{пр}} = \omega \cdot t_{\text{пр}}$$

При $t_{\text{пр}} = T/2$ $\theta_{\text{пр}} = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{T}{2} = \pi$. Если частота уменьшается, то угол пролёта становится меньше π . При $\theta_{\text{пр}} = \frac{\pi}{2}$ условие $R_{\text{диф}} < 0$ будет выполняться $1/4$ периода, затем $R_{\text{диф}} > 0$ тоже $1/4$ периода, вслед за этим $R_{\text{диф}} < 0$ в течение третьей четверти периода и последняя $1/4$ периода соответствует $R_{\text{диф}} > 0$. Таким образом, среднем, за период $R_{\text{диф}} = 0$. Если частота возрастает, то при фазовом сдвиге $\frac{3}{2}\pi$ также получаем $\bar{R}_{\text{диф}} = 0$.

Таким образом, существует оптимальный угол пролёта

$\theta_{\text{пр}} = \pi$, при котором носители заряда, образованные в результате лавинного пробоя р-п перехода, всё время пролёта через базу диода находятся в тормозящем электрическом поле и отдают ему свою энергию. Если $\theta_{\text{пр}}$ отличается от оптимального, то часть пути в области дрейфа носители заряда движутся в ускоряющем поле, и эффект передачи энергии полю снижается.

При выборе рабочей точки ЛЦД нужно иметь в виду, что чем ниже $U_{\text{обр}}$, тем выше КЦД диода как генератора или усилителя. Однако нельзя брать $U_{\text{обр}}$ слишком низким, так как при этом уменьшается скорость дрейфа носителей и увеличивается время пролёта; оно же должно быть постоянным при изменении $U_{\text{обр}}$ при наложении на постоянное смещение некоторого переменного сигнала.

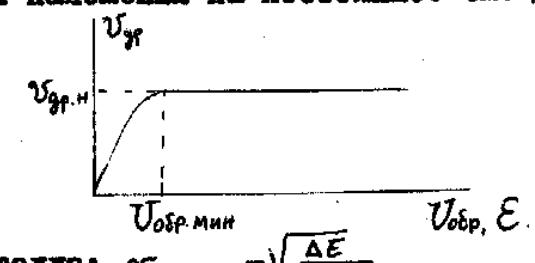
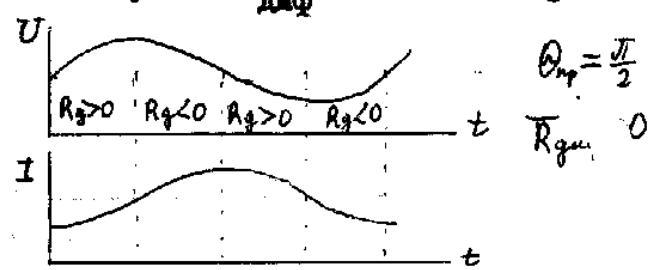
Зависимость скорости дрейфа носителей от $U_{\text{обр}}$ определяет величину

$U_{\text{обр мин}}$. $U_{\text{др нас}}$ определяется потерями энергии при столкновении носителей с узлами решётки кристалла: $v_{\text{др нас}} = \sqrt{\frac{\Delta E}{m}}$.

ΔE не зависит от напряжённости поля.

Потери энергии на пути, проходимом за 1 сек и равном $v_{\text{др}}$, определяются выражением: $\Delta E/\varepsilon = q \cdot E \cdot v_{\text{др}}$, где ε - время свободного пробега обычно $v_{\text{др нас}} = 10^7$ см/с.

Как правило в ЛЦД используется несимметричный р-п переход, т.е. $n_p \neq p_p$. Если $p_p \ll n_p$, то при включении перехода в обратном направлении процесс умножения начинается дырками.



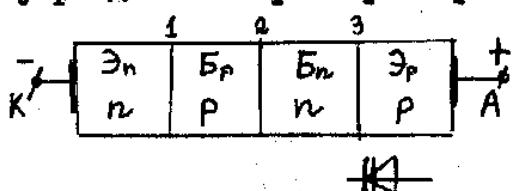
Давинно-пролётный диод, изготовленный из кремния, при работе на частоте $f = 50$ ГГц (миллиметровый диапазон) имеет КПД = 0,5% и мощность $P = 0,35$ Вт; на частоте 1 ГГц КПД = 40% и $P = 100$ Вт.

Кроме кремния можно использовать германий и арсенид галлия.

Тиристоры

Тиристор – это полупроводниковый прибор с тремя или более р-п переходами, ВАХ которого имеет участок с $R_{\text{диод}} < 0$. Используется как переключатель в электронных цепях, как коммутатор тока, в выпрямительных схемах с регулируемым напряжением выхода.

Различают двухэлектродный тиристор – динистор и трёхэлектродный, управляемый тиристор – триистор.



Крайние переходы у динистора включены в прямом направлении (эмиттерный), средний – обратном (коллекторный).

Две крайние области (n и p) называются эмиттерными, а средние (p и n) – базовыми.

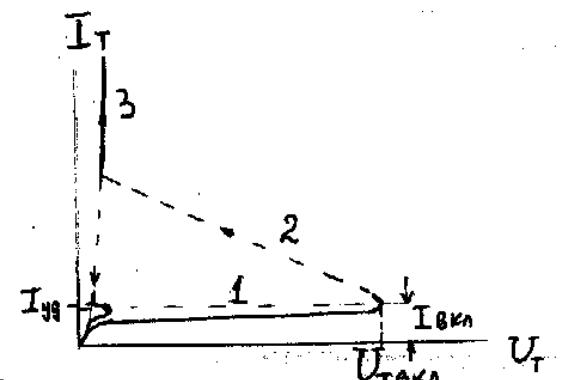
Ток через динистор определяется сопротивлением коллекторного перехода (среднего).

На участке 1 ток мал, так как средний переход заперт. С ростом

U_T растёт падение напряжения на открытых переходах. Электроны, инжектируемые из области $\text{Э}_{\text{п}}$, проходят в базу B_p и далее через коллекторный переход в базу B_n .

При определённом напряжении U_T ,

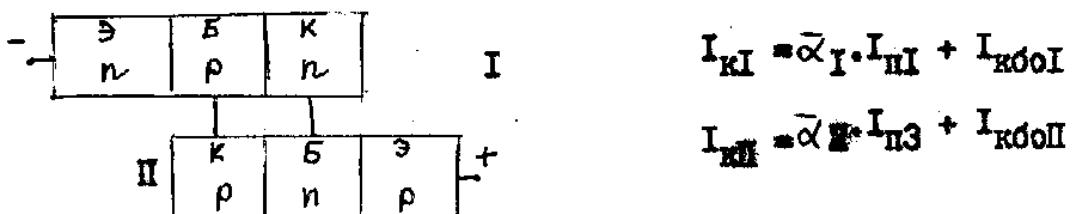
U_T вкл в результате накопления большого количества электронов в B_n и дырок в B_p из-за протекания тока через динистор и лавинного размножения в коллекторном переходе носителей зарядов, происходит резкое снижение потенциальных барьеров для электронов и дырок, коллекторный переход открывается и ток скачком возрастает. Уменьшение сопротивления перехода 2 вызывает резкое уменьшение падения напряжения на динисторе, появляется участок на ВАХ с $R_{\text{диод}} < 0$. Участок 2 ВАХ характеризует переходные процессы в динисторе при его включении. Минимальный ток через открытый (включенный) динистор определяется напряжением источника питания и балластным сопротивлением в цепи динистора. При дальнейшем увеличении U_T получается участок 3 на ВАХ, аналогичный ВАХ диода, включённого в прямом направлении.



Открытое состояние динистора (участок 3) поддерживается пока ток

через динистор достаточно велик и сохраняется высокая концентрация избыточных носителей в базах, что приводит к открытию коллекторного перехода. При снижении тока до значения $I_{\text{выкл}}$ динистор выключается, так как объемные заряды в базах рассеиваются и рекомбинируют. Ток, при котором динистор переходит в выключенное состояние, называется током удержания - $I_{\text{туд}}$.

Для рассмотрения процессов в динисторе и вывода условий его включения проанализируем его эквивалентную схему, представив динистор как два биполярных транзистора.



Два эквивалентных транзистора, соединённых между собой, соответствуют динистору. Ток коллектора через переход 2 равен сумме токов через коллекторы 2x транзисторов: $I_{\text{II2}} = I_{\text{K1}} + I_{\text{KII}}$. Учитывая записанные выше выражения для токов I_{K1} и I_{KII} , получаем

$$I_{\text{II2}} = \bar{\alpha}_1 \cdot I_{\text{III}} + \bar{\alpha}_2 \cdot I_{\text{II3}} + I_{\text{kbo}}, \text{ где } I_{\text{kbo}} = I_{\text{kboI}} + I_{\text{kboII}}$$

Здесь $I_{\text{III}} = I_{\text{II2}} = I_{\text{II3}} = I_t$ - токи через последовательно включённые переходы и через динистор. $\bar{\alpha}_1$ и $\bar{\alpha}_2$ - коэффициенты передачи токов эмиттера для I и II эквивалентных транзисторов. I_{kbo} - обратный ток через переход 2, равный сумме токов коллектора I и II БТ (при $I_t > 0$).

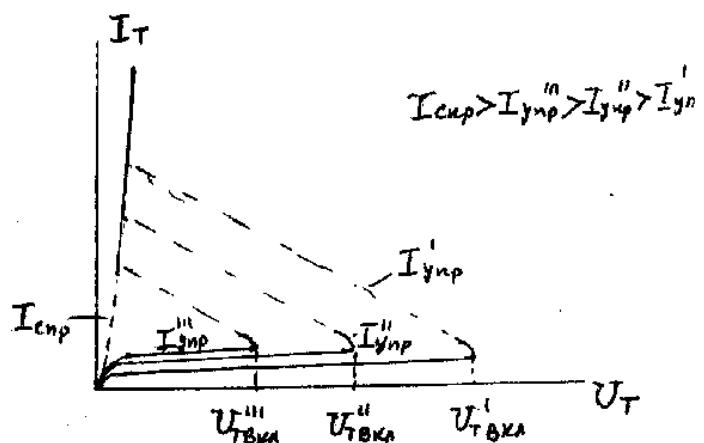
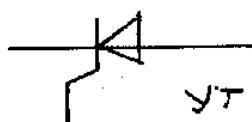
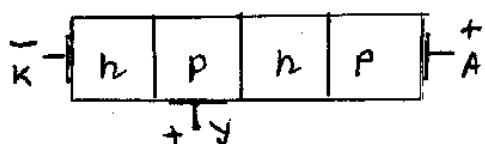
Следовательно, $I_t = \frac{I_{\text{kbo}}}{1 - \bar{\alpha}}$, где $\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_1 + \bar{\alpha}_2$.

Таким образом, переключение динистора в открытое состояние происходит при $\bar{\alpha} = 1$. Рост $\bar{\alpha}$ при возрастании U_t обусловлен уменьшением толщины базы, увеличением коэффициента лавинного размножения и уменьшением рекомбинации в эмиттерном переходе с ростом I_t . На переходном участке ВАХ (2) и при больших токах $\bar{\alpha} < 1$ из-за роста I_t , следовательно, уменьшения вероятности рекомбинации носителей. На участке 3 открытое состояние динистора поддерживается благодаря большому объемному заряду, накопленному в базах. Лавинное умножение не имеет места, так как в этом случае напряжение на коллекторном переходе слишком мало.

Триистор (управляемый тиристор)

Трёхэлектродный тиристор-триистор отличается от динистора возможностью управлять (изменять) напряжением включения (открытия) тиристора. Введением третьего электрода достигается эффект накопления избыточных носителей в базах без увеличения U_t . Третий, управляющий,

электрод соединяется с одной из баз - $B_{\text{п}}$ или $B_{\text{р}}$. В связи с этим различают управление по аноду или катоду. При подаче на управляемый электрод "у" положительного потенциала, т.е. включение первого перехода в прямом направлении, увеличивается уровень инжекции электронов через переход I и возрастает концентрация объемного заряда в базе $B_{\text{п}}$. Это приводит к переключению тиристора в открытое состояние при меньшем $U_{\text{T вкл}}$, чем в отсутствие дополнительной инжекции с помощью $I_{\text{T упр}}$.



Время переключения тиристора $t_{\text{пер}}$ складывается из времени задержки $-t_{\text{зад}}$ и времени нарастания $t_{\text{нар}}$ и составляет величину порядка единиц микросекунды: $t_{\text{зад}} = 0,05-0,5 \text{ мкс}$, $t_{\text{нар}} = 1 \text{ мкс}$.

Время выключения тиристора является функцией времени жизни носителей зарядов $\tau_{\text{п}}$ и $\tau_{\text{р}}$ и тока I_{T} . Оно определяется, в основном, процессами рекомбинации избыточных зарядов в базах и обычно составляет десятки микросекунд ($10-20 \text{ мкс}$). Отсюда следует относительно невысокая предельная частота, на которой может работать тиристор как электронный ключ - $f_{\text{макс}} = 100 \text{ кГц}$. Если принять специальные меры по увеличению скорости рекомбинации носителей в базах (например, введением примеси в виде атомов Al), то можно повысить рабочую частоту тиристора.

Диод Ганна (1963г)

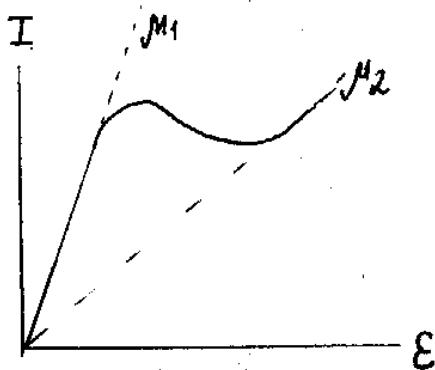
В диоде Ганна используется эффект междоузлинного перехода электронов в сильном электрическом поле.

Вольт-амперная характеристика при этом имеет участок с $R_{\text{диод}} < 0$.

Ток через диод изменяется по некоторому периодическому закону, связанныму с процессами образования и разрушения в кристалле полупроводника электрического домена. Чаще всего диоды Ганна изготавливаются из кристаллов Ge и GaAs . Степень легирования их такова, что сопротивление составляет $1+10 \Omega \cdot \text{см}$. Длина кристалла не должна пре-

вышать 200 мкм, иначе генерируемые колебания некогерентны, так как в кристалле может быть несколько дефектов, ведущих к образованию доменов. Зарождение и движение по кристаллу нескольких доменов искалечает генерируемый сигнал (шумовой сигнал).

Рассмотрим механизм работы диода Ганна. Вследствие Эффекта меандрического перехода носителей заряда эффективная масса электронов при $E \approx 3$ кВ/см существенно возрастает, а их подвижность уменьшается

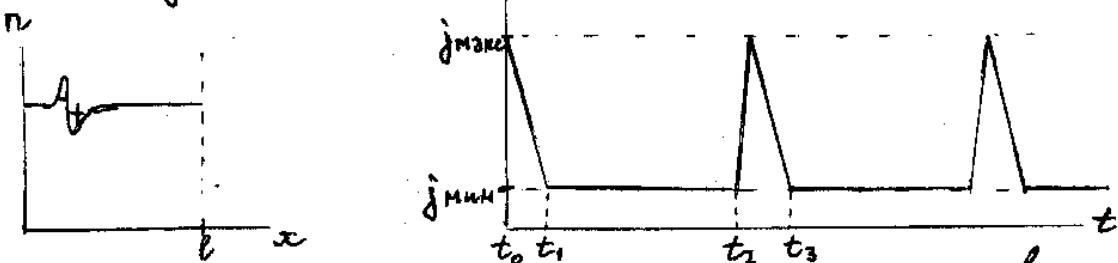


Ток через кристалл будет меняться в зависимости от приложенного поля немонотонно. В слабом электрическом поле ток инжектированных из катодного электрода носителей определяется выражением

$$j_{\max} = q \cdot n_r \cdot \mu_r \cdot E$$

где E - напряженность электрического поля, а $\mu_r \cdot E = v_r$ скорость быстрых электронов, движущихся в кристалле по Г-долине. Эта скорость

максимальна, т.к. носители имеют максимальную подвижность и минимальную массу. При $E = E_{\text{пер}}$ волни на катода на неоднородности кристалла может возникнуть область повышенной напряженности поля, и появятся условия для перехода электронов в X-минимум. "Тяжелые" электроны образуют облако с отрицательным зарядом, а "легкие" Г-электроны, двигаясь с большей скоростью ($v_r > v_x$), быстро уйдут в сторону анода, создав впереди облака X-электронов область положительного заряда. Возникает электрический домен с полем $E_{\text{дом}}$. По мере формирования домена это поле растёт, а поле за его пределами уменьшается. В некоторый момент времени будет выполняться условие $\mu_r E_r = v_r^t = v_x^t$. $M_x E_x$, причём $v_r^0 > v_r^t$. Ток через кристалл достигает минимального значения $j_{\min} = q \cdot n_r \cdot v_r^t$.



Время пролёта домена через кристалл $t_2 - t_1 = t_{\text{прол}} = \frac{l}{v_x}$. l - длина кристалла, $t_1 - t_0$ - время образования, $t_3 - t_2$ - время распада домена. Минимальные значения $l \approx 2$ мкм достигаются путём инициализации и полировки GaAs. Получаемая при этом максимальная частота генерируемых электромагнитных колебаний составляет $f = 30$ ГГц.

$U_{\text{пер}} = 1 \text{ В}$. При $l = 100 \text{ мкм}$ $f = 1 \text{ ГГц}$. $f = \frac{2\pi}{2l} = \frac{1}{l}$.
Время диэлектрической релаксации, ограничивающее скорость образования домена, составляет $10^{-12} - 10^{-13} \text{ с}$.

При изготовлении диода Ганна предпочтителен метод эпитаксиального наращивания GaAs. Примущества этого метода состоят в следующем: 1. Технологически проще, 2. при малых увеличивается прочность диода и упрощается обращение с ним (пайка выводов и т.п.).

Мощность диода в непрерывном режиме составляет $P \approx 100 \text{ мВт}$, а в импульсном $P \approx 100 \text{ Вт}$. Коэффициент полезного действия (КПД) достигает 24%.

Возможна подстройка частоты генерации Δf за счёт $U_{\text{рад}}$. Однако дрейфовая скорость домена меняется мало и частота изменяется примерно на 0,1%.

Светоизлучающие и фотоприёмные приборы

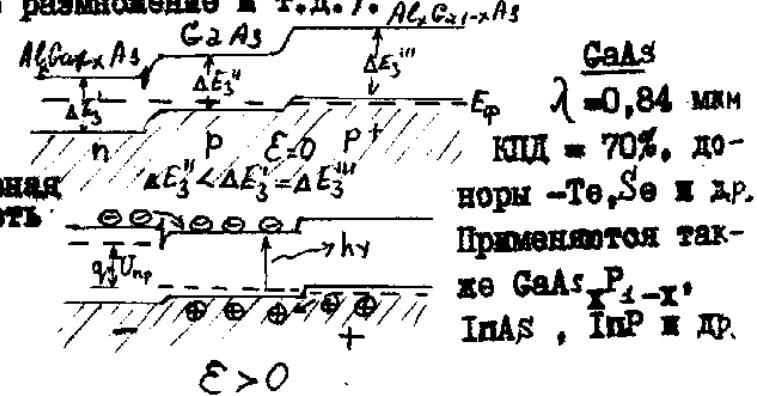
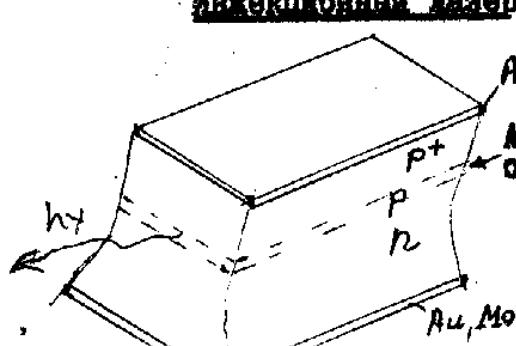
Полупроводниковый лазер.

Рассмотрим полупроводниковый лазер инъекционного типа с двойным гетеропереходом (ДГП) на основе кристалла GaAs.

Полупроводниковый лазер – это излучающий свет прибор, который преобразует электрическую энергию или некогерентное излучение в энергию когерентного излучения. Излучение возникает в результате индуцированной (вынужденной, стимулированной) рекомбинации волнистого р-п-перехода с использованиемlovушечных уровней. Для получения мощного когерентного вынужденного излучения в кристалле создаётся инверсная населённость электронов в зоне проводимости кристалла р-типа.

Известны следующие способы создания инверсной населённости энергетических состояний: 1) инъекция носителей при включении перехода в прямом направлении, 2) электронное возбуждение при бомбардировке быстрыми электронами, 3) генерация высокозергетичных электронов с помощью оптической накачки, 4) использование эффектов сильного поля (туннелирование, кавитонное размножение и т.д.).

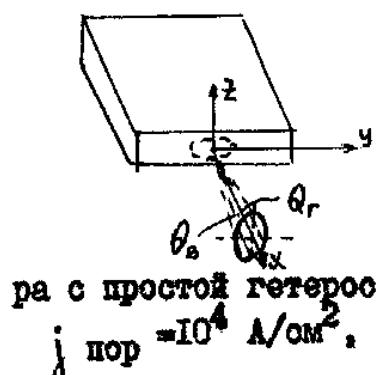
Инъекционный лазер



В качестве акцепторных примесей используется Zn , Cd и др. В р⁺ области концентрация примесей миллиа, полупроводник близок к вырожденому.

Торцы кристалла полированы и строго параллельны друг другу. Размер кристалла 0,1 – 0,5 мм. На торцах наносят многослойные диэлектрические покрытия, создавая зеркала с высоким отражением. Таким образом получается резонатор Фабри-Перо с продольными модами. Одно из зеркал отражает 100% падающего на него излучения, второе имеет пропускание в несколько процентов. Именно через него излучение выходит из активной зоны лазера. Наиболее эффективными являются лазеры с двойным гетеропереходом: центральная (активная) область изготавливается из GaAs с несколько меньшей шириной запрещённой зоны и большим показателем преломления, боковые области изготавливаются из $Al_xGa_{1-x}As$ с более шириной запрещённой зоны и меньшим показателем преломления, $x \leq 0,37$.

Образующийся в активной зоне в результате рекомбинации свет распространяется по активной зоне как по волноводу и при выходе имеет диаграмму направленности, характеризуемую углами расходления $\theta_r = \pm 7^\circ$ в горизонтальной плоскости и $\theta_b = \pm 15^\circ$ – в вертикальной. Расходимость светового пучка значительно превышает аналогичную характеристику газовых лазеров. Это связано с малыми размерами активной зоны – доли микрометра, а также с большим показателем преломления полупроводников.



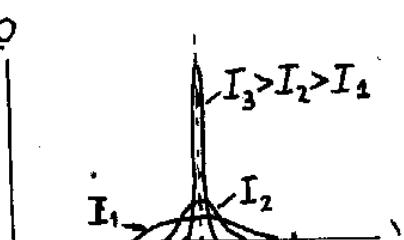
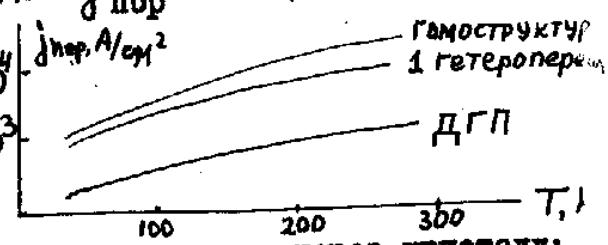
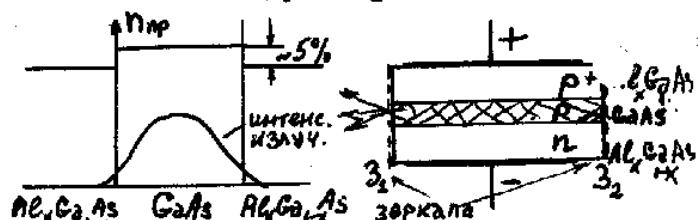
Индукционное когерентное излучение возникает при пропускании через переходы прямого тока не ниже порогового – $I_{\text{пор}}$. Для лазера с простой гетероструктурой плотность порогового тока составляет $j_{\text{пор}} = 10^4 \text{ A/cm}^2$, а для лазера с ДГП $j_{\text{пор}} = 10^3 \text{ A/cm}^2$.

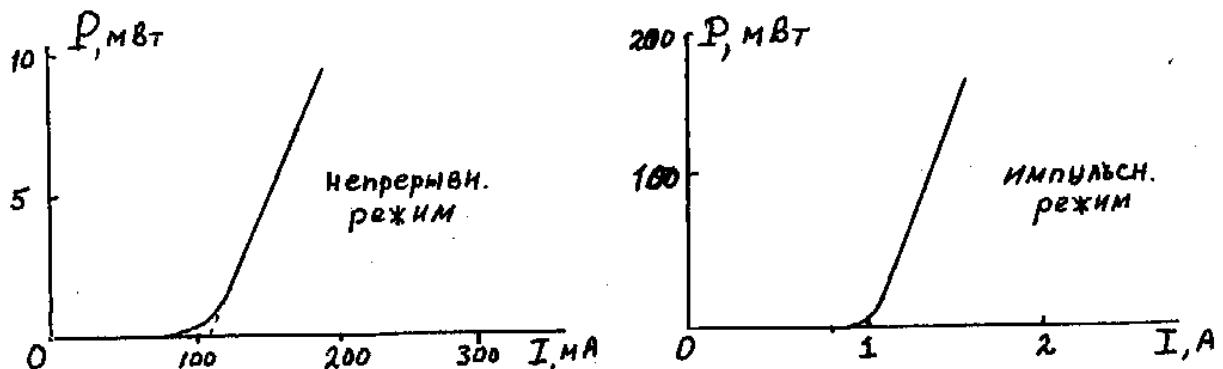
Зависимость порогового тока от температуры выражается формулой

$$I_{\text{пор}} = I_0 \cdot \exp T/T_0, \text{ где } T_0 = 120 \text{ K.}$$

Спектр излучения зависит от тока, протекающего через кристалл: чем больше ток, тем уже спектр излучения.

Мощность излучения также зависит от тока.





При больших мощностях в непрерывном режиме происходит разрушение граней кристалла и лазер выходит из строя. Обычно срок службы лазера составляет $\sim 10^4$ часов и есть перспектива увеличения его до $10^5 - 10^6$ часов.

Светоизлучающий диод (СИД)

Светодиод также является прибором, преобразующим электрическую энергию непосредственно в световую. При протекании тока через р-п-переход происходит рекомбинация носителей зарядов. Наряду с излучательной рекомбинацией, сопровождающейся образованием фотонов, возможна безизлучательная, при которой энергия рекомбинации расходуется на образование фононов, т.е. разогрев кристалла. Эффективность светодиода определяется отношением времени излучательной рекомбинации τ_i и времени безизлучательной рекомбинации $\tau_{b,p}$: $\eta = \frac{\tau_i}{\tau_i + \tau_{b,p}} = \frac{\tau_i}{\tau_{b,p} + \tau_i}$. В полупроводниках с "прямыми" переходами внутренняя эффективность близка к 1, т.е. 100%, однако внешний КПД составляет единицы процентов, т.к. значительная часть излучения поглощается при прохождении через кристалл или испытывает полное внутренне отражение на границе кристалл-воздух. Максимальный угол выхода излучения из полупроводника

$$\varphi_{kr} = \arcsin(I/n_{np}), \text{ где } n_{np} - \text{ показатель преломления света для полупроводника. Обычно он составляет } 3,3-3,6 \text{ и } \varphi_{kr} = 10-16^\circ.$$

При выборе материала для изготовления светодиода нужно учитывать, что длина волны излучения зависит от энергетической структуры полупроводника и связана с ней соотношением: $\lambda (\text{мм}) = 1,24/\Delta E_g (\text{эВ})$. Большинство бинарных полупроводников имеет $\Delta E_g < 1,72$ эВ и им соответствует длина волны излучения в невидимой области спектра (инфракрасной).

Тройные соединения имеют структуру с большей шириной запрещённой зоны и большей энергией прямых переходов. Например, $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ при $x=0,4$ имеет прямые переходы с $\lambda = 1,92$ и $1,97$ эВ.

Эффективность рекомбинации с излучением ($\tau_{i,p} = 10^{-10}-10^{-8} \text{ с}$) значительно повышается при введении в область рекомбинации примесей ($10^{17}-10^{18} \text{ см}^{-3}$ доноров и $10^{17}-10^{19}$ акцепторов), поскольку локусочный механизм рекомбинации примерно в 10^4 раз более вероятен, чем междузонный. Рекомбинация идет, в основном, в р-области, т.к. из-за боль-

шей подвижности эффективнее инжекция электронов в область рекомбинации.

Отличительной особенностью светодиодов является некогерентность их излучения.

В таблице приведены основные характеристики светодиодов, изготовленных из бинарных и тройных полупроводников.

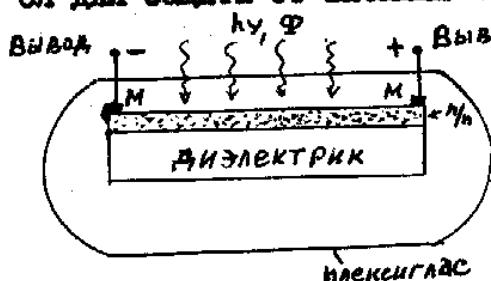
Область спектра	Состав	λ , нм	КПД лм/Вт
Красный	CaP : Zn, 0	700	0,4 - 0,8
	Ga _{0,65} Al _{0,35} As	665	0,4 - 0,7
	CaAs _{0,6} P _{0,4}	650	0,15
Оранжевый	CaAs _{0,35} P _{0,65} :N	630	0,38
Жёлтый	GaAs _{0,15} P _{0,85} :N	590	0,66
	GaP : N	590	0,45
Зелёный	GaP: N	565	0,3
	GaP	565	0,7
Голубой	GaN	490	10 ⁻³
	SiC	480	10 ⁻⁶
	ZnSe	465	10 ⁻³
	ZnS	456	10 ⁻³

Вольтамперная характеристика светодиода аналогична прямой ветви p-n перехода, а спектральные характеристики имеют максимум в 1/λ-лину со стороны больших длин волн $\lambda_{\text{гр}} = 1,24/\Delta E_0$.



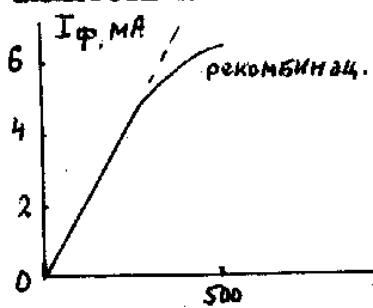
Фоторезистор. Это полупроводниковый прибор, сопротивление которого зависит от освещённости. Он представляет собой полупроводниковую пластинку или слой на диэлектрической подложке с металлическими контактами на краях. Обычно используются соединения кадмия и свинца с се-

рой и селеном (CdS , $CdSe$, PbS , $PbSe$). Вся конструкция помещается для защиты от внешних воздействий в капсуле из плексигласа.



Между металлическими электродами находится рабочая площадка чувствительная к свету. Размеры её составляют мм. Для получения максимального эффекта осуществляется полная засветка рабочей площадки.

В фотоактивном слое в результате внутреннего фотoeffекта образуются носители зарядов, и при приложении напряжения к электродам в цепи течёт ток. Вольтамперная характеристика имеет два нелинейных участка: при малых и больших напряжениях. Нелинейность при малых U связана с контактными явлениями на зёдрах полупроводника, имеющего поликристаллическую структуру. С ростом U растёт ток и сопротивление контактов уменьшается из-за разогрева и эффектов сильного поля. Нелинейность при больших U объясняется уменьшением подвижности носителей при разогреве материала.

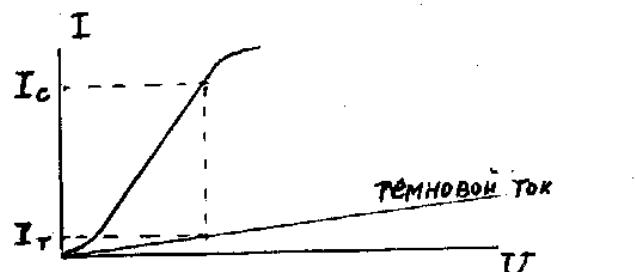


Зависимость тока проводимости от освещённости или светового потока записывается люкс-амперной или световой характеристикой $I_\phi = f(E)$ или $I_\phi = f(\Phi)$. Φ - световой поток в люменах (лм).

$E = \frac{\Phi}{S}$, где S - площадь, E - освещённость в люксах (лк). Фототок определяется как разность между полным и темновым током: $I_\phi = I_c - I_t$. Темновой ток I_t измеряется в отсутствие освещения через 30 секунд после его выключения. Нелинейность люкс-амперной характеристики связана с двумя причинами: 1) рекомбинация носителей при больших освещённостях, 2) уменьшение подвижности носителей при увеличении их концентрации.

Параметры фотодиода:

темновое сопротивление измеряется через 30с после выключения освещения, удельная интегральная чувствительность $K_0 = I_\phi / \Phi \cdot U$. Обычно K_0 составляет 14 600 мА/В.лм. Постоянная времени: характеризует инерционность ФР и определяется как время, за которое I_c изменяется в "e" раз по отношению к начальному значению при выключении напряжения.



Спектральная характеристика ФР : зависимость фототока от длины волны светового потока $I_F = f(\lambda)$. Вид характеристики определяется энергетической структурой полупроводникового материала. Обычно это кривая с максимумом и длиноволновой границей, определяемой шириной запрещённой зоны, т.е. минимальной энергией образования пары носителей зарядов.

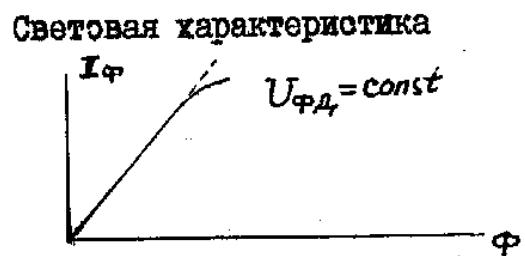
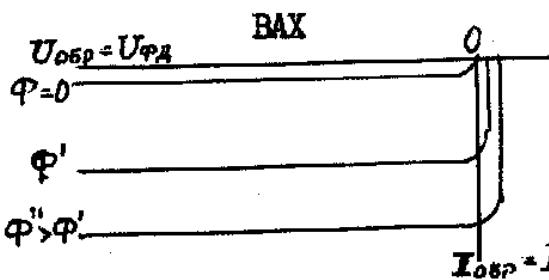
Фотодиод

В фотодиоде энергия светового потока преобразуется в электрический ток. Р-п переход включается в обратном направлении и величина обратного тока зависит от освещённости. При энергии квантов больше, чем ширина запрещённой зоны вблизи р-п перехода образуются электронно-дырочные пары, диффундирующие или дрейфующие к р-п переходу. Разделяясь по направлению движения электрическим полем перехода, они создают ток, величина которого зависит от спектрального состава и интенсивности излучения.

Различают несколько типов фотодиодов.

- 1) Фотодиод на р-п переходе - ФД.
- 2) Фотодиод с использованием р-п перехода - PIN ФД.
- 3) Фотодиод с использованием лавинного размножения носителей в электрическом поле р-п перехода - ЛФД, лавинный ФД.
- 4) Фотодиод на основе диода Шоттки-переход М-п/п.

I. Фотодиод на р-п переходе.



При освещении области, примыкающей к переходу, из слоя, толщина которого не превышает длину диффузии для электронов и дырок носители зарядов увлекаются к переходу и уже при внешнем поле, равном нулю, разделяются внутренним полем перехода так, что электроны переходят в п-область, а дырки - в р-область. Через переход течёт ток величина которого определяется мощностью излучения. Внешнее поле скаживается на величине тока только при малых значениях обратного напряжения, т.к. дрейфовая скорость носителей получает насыщение при достаточно малых полях. Поскольку число генерируемых носителей прямо пропорционально числу квантов света, то ток через переход увеличивается практически по линейному закону как функция величины светового потока. Поэтому люкс-амперная характеристика представляет собой пря-

мую линию. Отклонение от линейной зависимости наблюдается лишь при достаточно высоких значениях светового потока из-за рекомбинации носителей, когда их концентрация достигает большой величины.

Основные параметры ФД: интегральная чувствительность $K = I_{\text{ФД}} / \Phi$, инерционность ФД: она определяется временем диффузии носителей через базу (~ 50 нс), временем пролёта носителей через р-п переход ($0,1$ нс) временем перезарядки $T_{\text{из}} = \tau_{\text{из}} \cdot C_{\text{бар}}$. Оно мало — нс. Таким образом инерционность ФД характеризуется временем $\sim 10^{-8}$ с. Для увеличения бетрордействия ФД необходимо ускорить прохождение носителями зарядов области базы. Сделать это можно, используя дополнительное электрическое поле (например, внутренне, создаваемое неравномерно распределёнными в базе примесями).

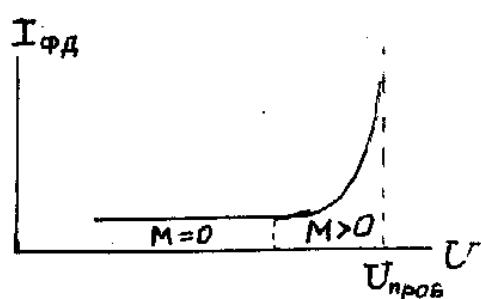
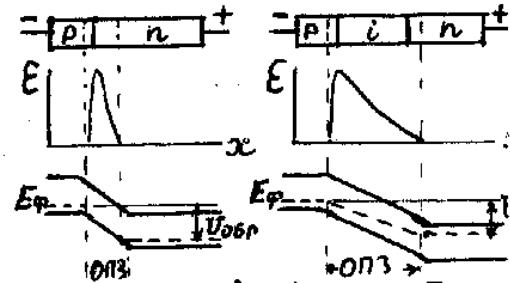
PIN ФД.

С целью повышения чувствительности ФД предложена конструкция, в которой ширина ОПЗ, откуда собираются носители зарядов, увеличивается путём введения между р и п областями области с собственной проводимостью — i . В этом случае существенно повышается квантовый выход для внутреннего фотоэффекта. Излучение поглощается, в основном, в i -области, который формируется вблизи поверхности кристалла. Там же идёт и генерация электронно-дырочных пар. Самое сильное поле сосредоточено в i -области. В результате уменьшается время пролёта .

Лавинный ФД.

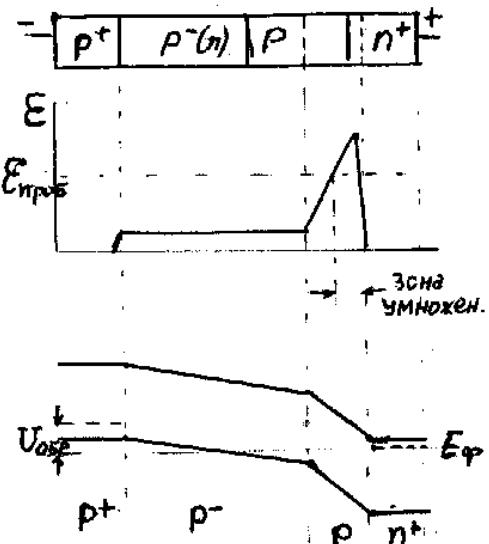
При работе с малыми световыми потоками (~ 1 нВт) и малыми токами (~ 1 нА) для уменьшения влияния шумов используется эффект лавинного умножения носителей. Коэффициент умножения $M = \frac{1}{1 - (U/U_{n\rho})^n}$, n — зависит от материала. Обычно $n = 246$. При относительно небольших напряжениях удается достичь значения $M=50$ (Si — $U_{50}=150$ В, GaAs — $U_{50}=50$ В).

$U/U_{n\rho}$	0,9	0,95	0,99
M	5	10	50



$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{n\rho}}\right)^n}$$

Конструкция PIN диода включает в себя область сильнолегированного полупроводника p^+ -типа, область p -типа, область слабо-легированного полупроводника p^- (π) и область n^+ .



какой ФД характеризуется малым временем фотоответа -10^{-11} с.

Сравнительные данные для различных фотоприёмников

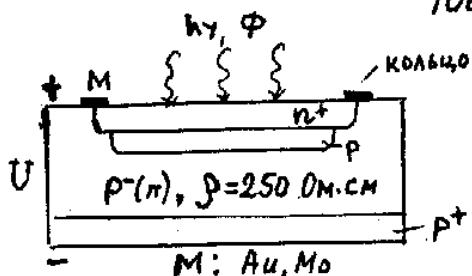
Фоторезистор (ФР)	$10^{-3} - 10^{-8}$ с
Фотодиод $p-n$ (ФД)	10^{-8} с
PIN ФД	$10^{-8} - 10^{-10}$ с
Лавинный фотодиод	10^{-10} с
ФД Шоттки	10^{-11} с

Оптрон

Оптрон или оптранная пара сочетает в себе два полупроводниковых прибора, один из которых служит источником излучения, а второй - фотоприёмником излучения. В качестве первого обычно используется СИД, а в качестве второго - ФР, ФД, фототранзистор или другой детектирующий световой сигнал прибор. В оптроне светоизлучатель и фотоприёмник оптически и конструктивно связаны между собой (помещаются в общий корпус). В СИД электрический сигнал преобразуется в световой, который по оптическому каналу (например, световоду) передаётся к фотоприёмнику, где он вновь преобразуется в электрический.

Преимущества оптронов:

- 1) высокая помехозащищённость, на передаваемый сигнал не влияют внешние электрические и магнитные поля;
- 2) полная гальваническая развязка входного и выходного элементов.



Распределение электрического поля между областями таково, что на границе n^+ -области и p -области имеется сильное поле, вызывающее лавинное размножение ионизаций заряда. Кроме Ge и Si для изготовления ФД используются соединения $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ (GaAs, InAs, InP, InSb)

Фотодиод Шоттки

Как и во всех диодах с барьером Шоттки, в данном типе ФД используется контакт металла-полупроводник. В режиме перехода диода Шоттки практически нет рассеяния ионизаций заряда на дефектах структуры и такой ФД характеризуется малым временем фотоответа -10^{-11} с.

- 3) бесконтактная оптическая связь;
- 4) широкий полюс пропускания (10^{13} - 10^{14} Гц);
- 5) односторонность потока информации.

Оптрон позволяет усилить сигнал по току, напряжению или мощности.

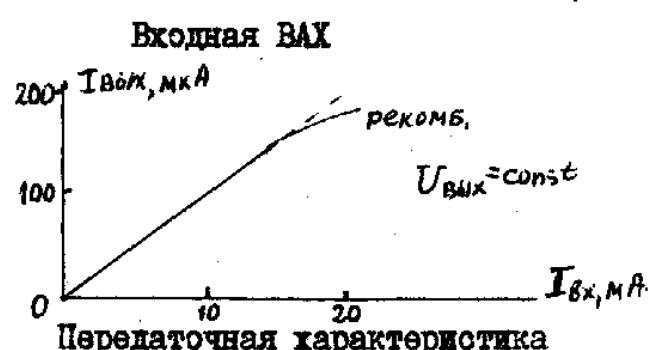
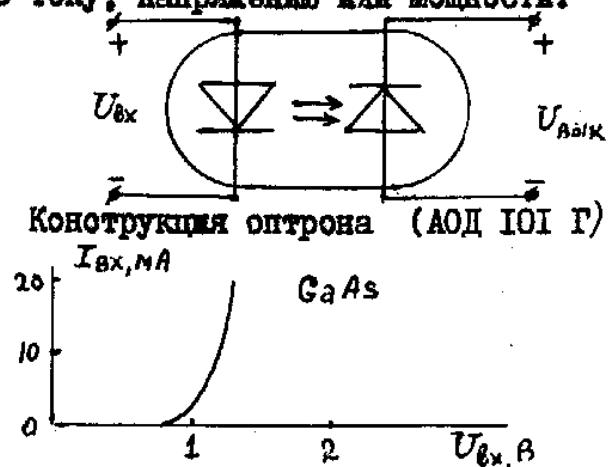
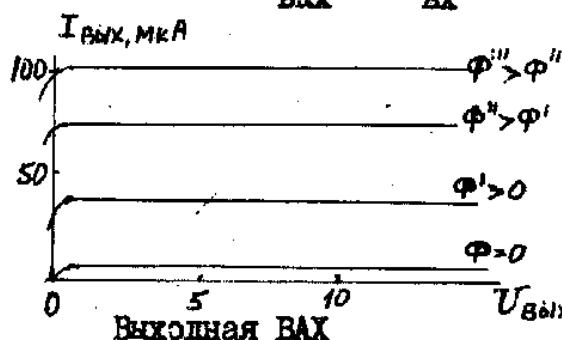
Основные характеристики оптрана:

1. Входная - $I_{вх} = f(U_{вх})$ представляет собой прямую ветвь ВАХ р-п перехода.

2. Выходная - $I_{вых} = f(U_{вых})$ или

$U_{вых} = f(I_{вых})$ при использовании в качестве фотоприменика фотодиода - ВАХ ФД.

3. Передаточная характеристика - зависимость $I_{вых}$ от $I_{вх}$.



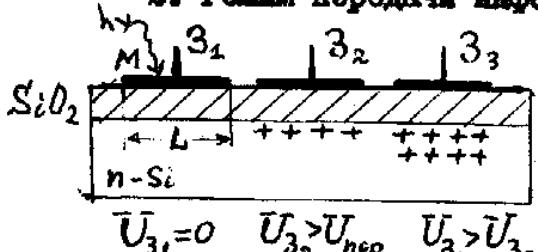
Приборы с зарядовой связью - ПЗС (1970г)

ПЗС - прибор со структурой металл-диэлектрик-полупроводник, принцип действия которого основан на накоплении и хранении неосновных носителей заряда в потенциальных ямах, создаваемых у границы раздела диэлектрик-полупроводник, и перемещении зарядов вместе с потенциальными ямами вдоль границы раздела. Граница раздела должна обладать высокими качествами (большим сопротивлением, минимальным числом поверхностных состояний, т.е. центров рекомбинации носителей).

В процессе работы ПЗС находится в двух режимах:

1. Режим хранения заряда.

2. Режим передачи информационного заряда.



Принцип действия ПЗС: на Затвор подается напряжение, превышающее $U_{\text{пор}}$ и создающее потенциальную яму для неосновных носителей. Неосновные носители могут генерироваться дополнительным внешним воздействием (например, облучением).

ем). Заполненная неосновными носителями потенциальная яма является запоминающей ячейкой. Глубина ямы определяется величиной

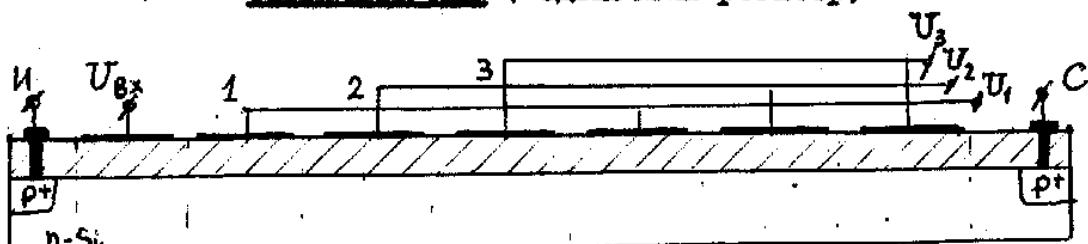
Время хранения информации определяется свойствами полупроводника и качеством обработки поверхности кристалла на границе с диэлектриком. Оно меняется от мс до секунд.

Режим передачи информации. Если к Затвору "3" приложено более высокое напряжение ($|U_{33}| > |U_{32}|$), то возникшее между 2-ой и 3-ей ямами продольное электрическое поле вызовет перенос зарядов из 2-ой ямы в 3-ю. Расстояние между Затворами 3 мкм и практически отсутствует потенциальный барьер между ямами. Длительность процесса переноса носителей в соседнюю яму $t_n = \frac{L^2}{2.5 D_p}$, где L - длина Затвора.

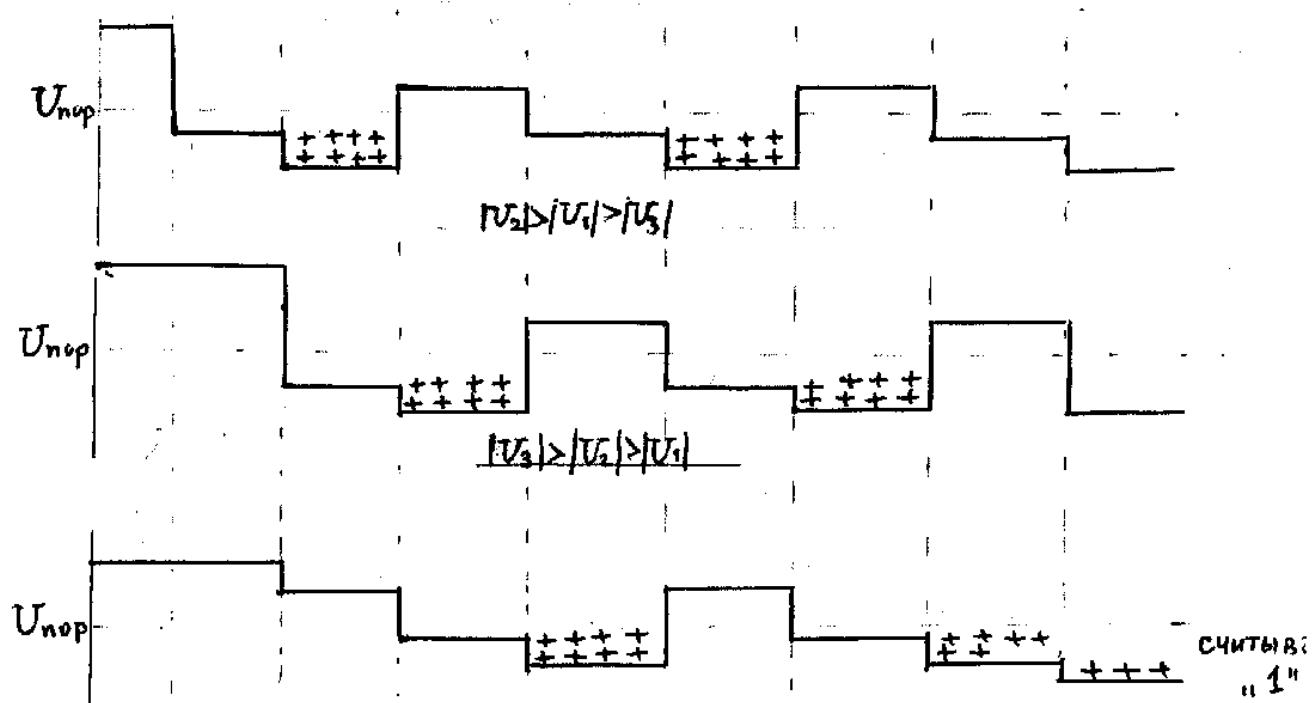
D_p - коэффициент диффузии носителей (в данном случае дырок). При $L = 20$ мкм время переноса $t_n = 0,2$ мкс.

Обычно время передачи заряда от ямы к яме много меньше времени существования ям. При переносе заряда на большие расстояния он частично теряется, в основном, из-за наличия поверхностных состояний на границе $\text{Si}-\text{SiO}_2$, из-за частичного застревания в яме при наличии невысоких барьеров между удалёнными друг от друга ямами.

Структура ПЗС (одноголовый регистр)



Запись "1" $|U_1| > |U_2| > |U_3| \rightarrow \alpha$

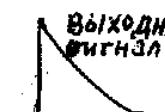


ПЗС используют в двух модификациях : в виде линейки и матрицы . Линейки ПЗС содержат 1024 или 2048 элементов; например, линейка К 1200 ЦЛ 1 имеет 1024 элемента размером 12x15 мкм каждый. Общая длина линейки - 15 мм. Частота переноса заряда составляет $0,1 \cdot 10^6$ что соответствует времени переноса $0,1 \cdot 10^{-6}$ мкс на один элемент. Линейка К 1200 ЦЛ 2 содержит 2048 элементов размером 12x12 мкм. Матрица К 1200 ЦМ 1 имеет размеры 25x25 мкм и содержит 144 строки с числом элементов в каждой строке -232. Матрицы К 1200 ЦМ 2 и К 1200 ЦМ 7 имеют одинаковые размеры 18x18 мкм и одинаковую структуру- 288 строк и 360 элементов в строке. Максимальная частота 7 МГц а время введения одной строки $360/7 \cdot 10^6 = 51$ мкс. 288 строк вводят ся за 15 мс. Время накопления информации равно 30-100 мс. Его можно увеличить до секунд помещением ПЗС в жидккий азот (-196°C).

Применение ПЗС: их используют в запоминающих устройствах в вычислительной технике, в многоканальных системах связи. Они имеют большую информационную ёмкость, малое потребление энергии и материалов низкую стоимость и высокое быстродействие. Кроме того, перспективно применение в телевидении при формировании изображения: в твёрдотельных преобразователях телевизионного оптического сигнала в электрический- малые габариты, высокая чувствительность, и разрешающая способность, отсутствие высоких напряжений.

Принцип действия устройства преобразования изображения в электрический сигнал с помощью ПЗС состоит в следующем: присвещении ПЗС у поверхности полупроводника образуются пары носителей. Электрическим по-

световым
импульс



лем ямы под Затвором секции они разделяются.

Образующиеся при помощи света носители заполняют яму в количестве, пропорциональном освещенности в данном месте. Если произвести сдвиг записанной информации, то электрический сигнал на выходе ПЗС будет повторять распределение освещённости, т.е. будет выведена строка изображения. Возможно использование ПЗС в телевидении.

Обозначения полупроводниковых приборов

В обозначении современных полупроводниковых приборов используются четыре элемента: 1-буква или цифра Г(1)-Ge, К(2)-Si, А(3)-GaAs - указание на материал, из которого изготовлен прибор;
 2 - буква, означающая класс прибора; его функциональное назначение: Д-диод, Т-биполярный транзистор, П-полевой транзистор, И- тунNELНЫЙ или обращённый диод, А- прибор СВЧ, С-стабилитрон, Ф-фотоприёмный прибор, Л-светоизлучающий прибор, Н-неуправляемый тиристор, У-управляемый тиристор;
 3 - трёхзначное число, означающее порядковый номер разработки, назначение, качественные характеристики прибора;
 4 - буква, означающая разновидность прибора с некоторым отличием параметрах.

Примеры: Д7(А,Б,В,Г,Д,Е,И)- германниевый выпрямительный диод;
 Д 101- точечный кремниевый диод; МД- диффузионный кремниевый диод;
 Д 226 - сплавной кремниевый диод; КД 503Б-кремниевый импульсный диод
 ГТ З10 Е -германниевый биполярный транзистор, высокочастотный, тип -;
 КС 133 А или 2С 133 А - кремниевый низковольтный стабилитрон, тип А;
 Д 809- кремниевый стабилитрон с лавинным пробоем, сплавной;
 КП 103 И-кремниевый полевой транзистор с управляемым переходом, низко частотный, тип И;
 КУ 101 Е (2У 101 Е...И)- кремниевый управляемый тиристор, импульсный
 КП 301 Б -полевой транзистор с изолированным затвором;
 АИ 402 А-обращённый диод из GaAs ; ГИ 304 А -германниевый тунNELНЫЙ диод; АОД 101 А -оптронная пара, светодиод из GaAs .Фотоприёмные прибор - фотодиод.