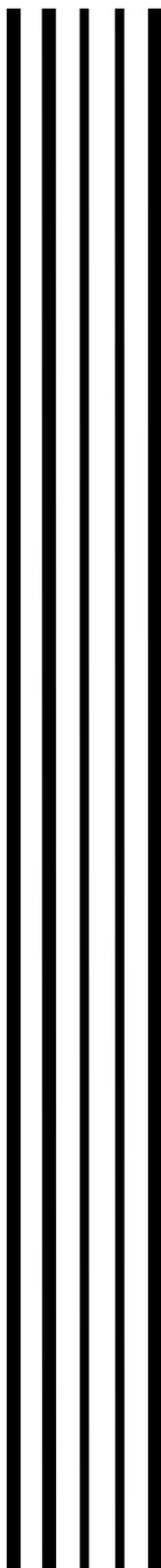


КФЭУ



Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

**Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Казанский государственный энергетический университет»**

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КОМПОНЕНТОВ
И ИХ МОДЕЛИ**

Учебное пособие

**Казань
2022**

УДК 621.315.592

ББК 32.853.1

Ф50

Рецензенты:

д-р физ.-мат. наук, вед. науч. сотр. КФТИ-обособленного структурного
подразделения ФИЗ КазНЦ РАН Р.М. Ерёмина;

д-р техн. наук, зав. каф. ТОЭ КГЭУ М.Ф. Садыков

**Физические основы работы полупроводниковых компонентов
Ф50 и их модели : учебное пособие / составители: Р. Р. Зайнуллин,
А. М. Синицин, А. А. Потапов [и др.]. – Казань : КГЭУ, 2022. – 158 с.**

Рассмотрены физические основы и принципы работы дискретных полупроводниковых компонентов электроники. Описаны их физико-математические модели и основные схемы включения. Приведены различные способы расчета базовых узлов аналоговой электроники, построенных с использованием изучаемых полупроводниковых приборов.

Предназначено для обучающихся по образовательной программе направления подготовки 11.03.04 Электроника и наноэлектроника, направленность (профиль) «Промышленная электроника».

УДК 621.315.592

ББК 32.853.1

ВВЕДЕНИЕ

Электроника как область науки и техники занимает в современном обществе лидирующее положение, поскольку ни одна область деятельности современного человека не может обойтись без электронных приборов и устройств измерительной техники, автоматики и вычислительной техники. Причем тенденции развития таковы, что доля электронных информационных устройств и электронных устройств в общей массе средств автоматического управления и контроля непрерывно увеличивается. Это является результатом развития интегральных технологий создания элементной базы современной электроники. Внедрение новых технологий позволило наладить выпуск дешевых и высококачественных микроэлектронных функциональных узлов различного назначения, не требующих специальной настройки и наладки.

Как всякое рукотворное создание, любой электронный функциональный узел и в целом любая электронная система строятся на базе электронных приборов с элементарной структурой и конструкцией (диодов, транзисторов, тиристоров, электровакуумных ламп, газонаполненных приборов и т. д.). До настоящего времени такие приборы не только входят в состав интегральных и гибридных электронных схем как неделимые части, но изготавливаются в виде отдельных приборов, смонтированных в корпусе той или иной конструкции и имеющих относительно небольшое число внешних выводов. Такие элементарные электронные приборы в литературе называются дискретными. Необходимость производства дискретных электронных приборов очевидна поскольку заранее невозможно предсказать практические задачи, постоянно встающие перед инженерами электронной техники на производственных предприятиях. Особенно необходимы мощные дискретные приборы, которые используются для управления мощным электротехническим оборудованием.

Очевидно, что для грамотной эксплуатации современной электронной техники и обеспечения ее дальнейшего развития обществу требуется большое число специалистов – инженеров и техников. Подготовка таких специалистов представляет собой многоэтапный процесс, где на начальном этапе будущие специалисты должны разобраться с физическими основами работы элементарных электронных приборов (дискретных электронных приборов) и принципами расчета простейших электронных узлов, создаваемых на базе

этих дискретных приборов. Такие навыки необходимы для прогнозирования (путем теоретических расчетов) свойств создаваемых электронных узлов и систем автоматического контроля и управления производственными процессами. Но следует подчеркнуть, что прогнозирование свойств конструируемых электронных узлов оказывается возможным только тогда, когда конструктор умеет описывать реакции дискретных приборов электроники на воздействие сигналов, подаваемых на их входы управления, и в дальнейшем может использовать такие результаты первичных расчетов для получения характеристик всего электронного узла.

Расчеты оказываются возможными только тогда, когда конструктор способен грамотно использовать упрощающие предположения, которые обычно связаны с заменой реального электронного прибора или узла его моделью. Такая модель может не учитывать свойства реального объекта, мало влияющие на искомую характеристику этого объекта, но при этом выбранная модель должна достаточно точно описывать именно эту характеристику. Расчет другой характеристики может потребовать новую модель рассчитываемого объекта. В качестве модели может быть использована некоторая совокупность математических формул, графиков, схем или упрощенных физических структур, которые с нужной степенью точности описывают реакцию конструируемого электронного узла на внешние физические воздействия.

Привитие студентам таких знаний и навыков является основной целью изучения дисциплины «Физико-математические модели электронных узлов».

Для лучшего восприятия лекционного материала его изложение в данном учебном пособии построено в следующей последовательности. Сначала кратко описываются физические процессы в объемах активных сред дискретных электронных приборов (в их полупроводниковой структуре), уделяя при этом основное внимание процессам переноса заряда в различных частях полупроводниковой структуры прибора. В качестве моделей таких процессов приводятся уравнения, описывающие такие процессы. Среди них важное место занимают соотношения между плотностями токов и разностями потенциалов (так называемые вольтамперные характеристики). Рассмотрение физических процессов в приборе заканчивается построением некоторой модели и выводом соотношений, связывающих напряжения между выводами прибора с токами, протекающими через эти выводы. Хотя используемые

модели являются упрощенными, они позволяют связать параметры материалов и конструкции прибора с его характеристиками и позволяют оценить реакцию прибора на то или иное воздействие окружающей среды. Что особенно важно, модели способствуют установлению связи между разрозненными процессами и их свойствами и созданию некоторого обобщенного образа твердотельной электронной среды и собранных на ее основе устройств.

1. МОДЕЛИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА В МАТЕРИАЛАХ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

1.1. Основные отличия в электропроводящих свойствах проводников и полупроводников

По способности проводить электрический ток все твердотельные материалы принято делить на проводники, полупроводники и диэлектрики (изоляторы).

К проводникам относят материалы с проводимостью $\sigma > 10^6 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$. В основном проводниками являются металлы. Высокая проводимость этих материалов обеспечивается тем, что составляющие их атомы в своей внешней электронной оболочке содержат небольшое число электронов, слабо связанных с атомным остовом (ядром и электронами, принадлежащими внутренним электронным оболочкам). Объединение таких атомов с образованием твердого тела приводит к тому, что слабосвязанные внешние электроны «обобществляются» всеми атомами и получают возможность свободного движения по всему объему твердого тела. «Обобществление» внешних электронов, называемых электронами проводимости, обеспечивает связь между атомами и определяет прочность металла. Поскольку число атомов в 1 см^3 металлического твердого тела велико ($\sim 10^{23}$), значительно и число электронов проводимости в нем и, следовательно, значительна его проводимость.

С другой стороны, диэлектрики построены либо из ионизированных атомов, либо из атомов, связанных друг с другом прочными ковалентными связями. Проводимость ионных диэлектриков низка по той причине, что в них практически нет заряженных частиц, способных к свободному движению по всему их объему. Ионизированные атомы при невысоких температурах не могут двигаться из-за плотной упаковки кристаллической решетки диэлектрика, а все электроны достаточно надежно связаны с ионами. Наблюдаемая на практике проводимость диэлектриков ($\sigma < 10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) в основном обеспечивается очень небольшим количеством ионов, передвигающихся между узлами кристаллической решетки очень редкими скачками. Такую проводимость называют ионной.

Проводимость диэлектриков с ковалентными связями очень низка примерно по таким же причинам.

Полупроводники представляют собой промежуточную группу. В зависимости от состава и концентрации примесей полупроводники могут иметь концентрацию электронов, близкую либо к нулю (тогда они являются изоляторами), либо к концентрации электронов в металле (тогда они являются проводниками). Таким образом, на первых этапах изучения проводящих свойств твердых тел можно ограничиться рассмотрением только двух групп твердых тел – металлов и полупроводников, полагая проводимость диэлектриков пренебрежимо малой. Сопоставление и анализ опытных фактов, связанных с зависимостью проводимости металлов и полупроводников от различных внешних воздействий, позволяет понять природу проводимости этих двух тел, которая должна быть различной, поскольку различными в них являются свободные носители зарядов [1].

При одинаковых внешних условиях металлы и полупроводники отличаются зависимостью проводимости от температуры. В металлах эта зависимость определяется равенством:

$$\sigma(T) = \sigma(T_0) [1 - \alpha(T - T_0)], \quad (1.1)$$

где T_0 – некоторая стартовая температура; T – текущее значение температуры, получаемое в процессе измерения ($T > T_0$); α – температурный коэффициент проводимости.

В случае бездефектных и беспримесных полупроводников температурная зависимость проводимости приближенно описывается экспоненциальной функцией:

$$\sigma(T) \approx \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{k_B T}}, \quad (1.2)$$

где σ_0 – константа, температурной зависимостью которой пренебрегают; ΔE – величина, имеющая размерность энергии и называемая энергией температурной активации проводимости; k_B – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура полупроводника. После логарифмирования левой и правой частей выражения (1.2) получается новое приближенное равенство:

$$\ln[\sigma(T)] \approx \sigma_0 - \frac{\Delta E}{k_B T} = \sigma_0 - \frac{\Delta E}{k_B} \frac{1}{T}, \quad (1.3)$$

которое представляет линейную зависимость величины $\ln[\sigma(T)]$ от $1/T$. График этой зависимости – прямая.

На рис. 1.1 в качестве примера представлены графически экспериментальные зависимости подобного типа, определенные для трех твердых тел – медного проводника (Cu), германиевого (Ge) и кремниевого (Si) полупроводников. Из рис. 1.1 видно, что наклоны прямых линий, представляющих графики зависимостей (1.3) для германия и кремния, определяются значениями ΔE , для определения которых достаточно произвести простейшие вычисления. Поэтому графики электропроводности для полупроводников очень удобно строить, откладывая по вертикальной оси проводимость в логарифмическом масштабе, а по горизонтальной оси – величину, пропорциональную обратной температуре [2].

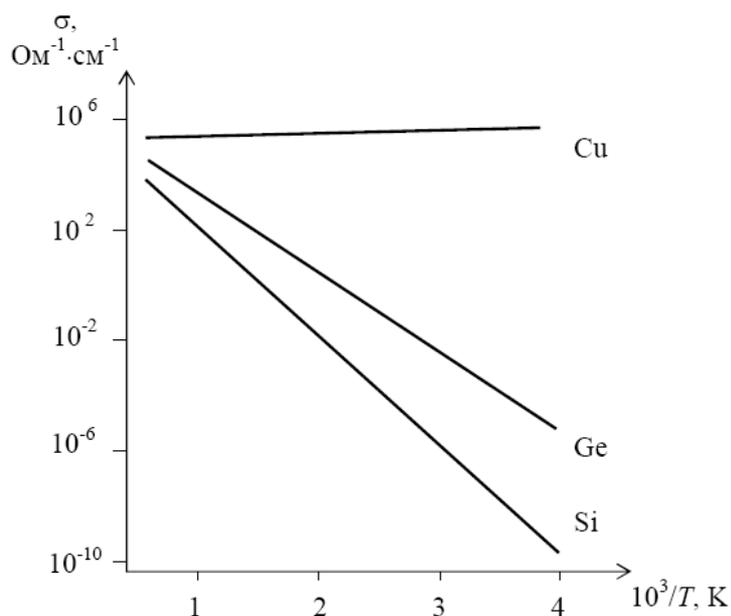


Рис. 1.1. Зависимость электропроводности чистых материалов от температуры

Другим внешним воздействием, резко влияющим на проводимость полупроводников, является облучение светом с той или иной длиной волны. На рис. 1.2 показана зависимость электропроводности беспримесного кремния от температуры при освещении его солнечным светом, подтверждающая сильное влияние электромагнитных излучений светового диапазона на свойства полупроводников.

Однако особенно сильно на электропроводящие свойства полупроводников влияют различные примеси, создающие в их объеме подвижные носители зарядов. Основное количество примесей вводят в полупроводник целенаправленно. Этот процесс внедрения примесей в полупроводник называют легированием. Но часть примесей оказывается в полупроводнике бесконтрольно из-за невозможности обеспечить полную очистку исходного материала.

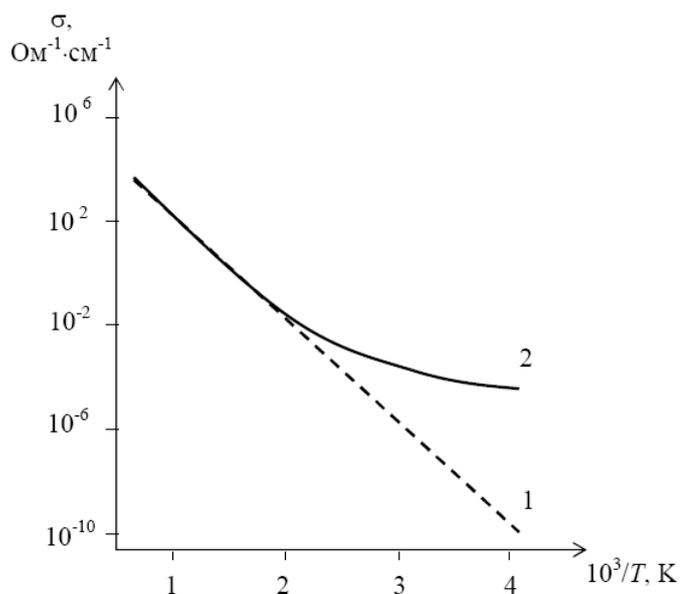


Рис. 1.2. Влияние освещения на температурную зависимость электропроводности кремния: кривая 1 получена в темноте, кривая 2 – на свету

Концентрация подвижных носителей заряда зависит от концентрации введенной примеси. На рис. 1.3 показана измеренная на образцах кремния, легированных примесью фосфора (кривая 1) или бора (кривая 2), зависимость удельного сопротивления кремния $\rho = 1/\sigma$ от концентрации примеси [3]. Из рис. 1.3 видно, что путем введения примеси проводимость полупроводника действительно можно изменять вплоть до проводимости, близкой к металлической $\sigma \approx 10^4$.

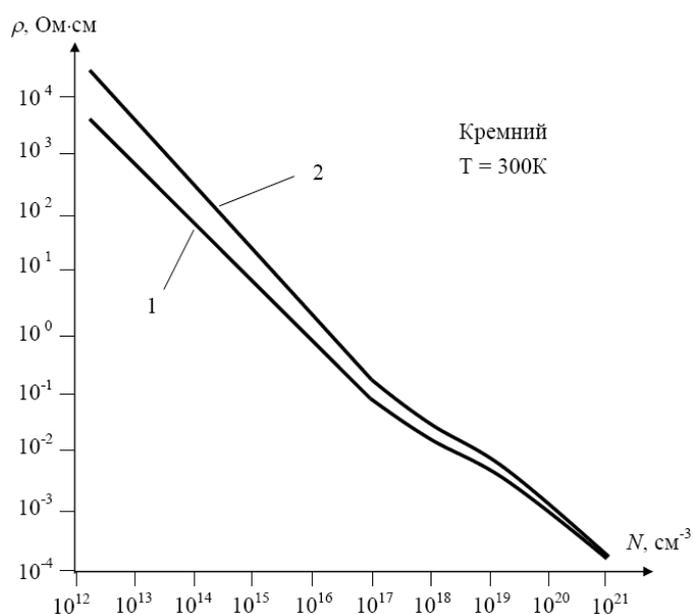


Рис. 1.3. Влияние легирования донорной примесью на величину удельного сопротивления кристаллического кремния: кривая 1 – легирование донорной примесью (фосфором); кривая 2 – легирование акцепторной примесью (бором)

Следует обратить внимание на тот факт, что при увеличении концентрации примеси на девять порядков проводимость образца возрастает на восемь порядков, т. е. существует почти линейная зависимость между проводимостью и концентрацией примеси. Легирование влияет не только на саму величину электропроводности, но и на ее температурную зависимость. Этот факт демонстрируют кривые, приведенные на рис. 1.4, где степень легирования в см^{-3} проставлена около соответствующих кривых, а пунктирная линия соответствует нелегированному материалу [4].

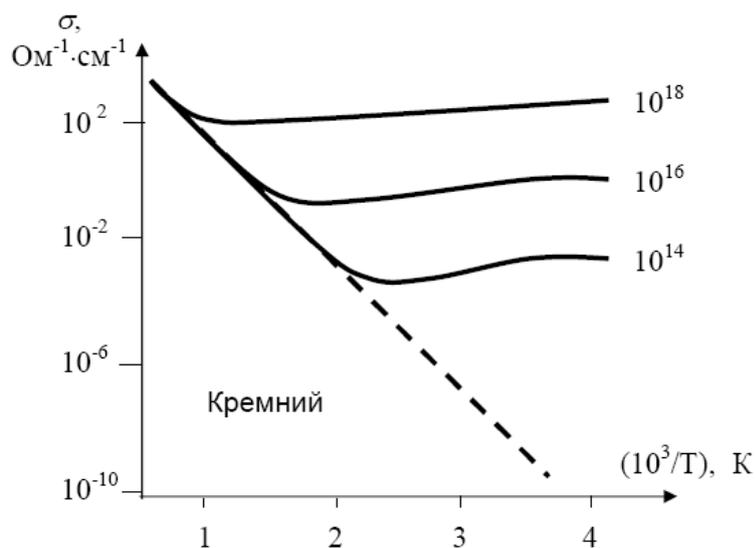


Рис. 1.4. Температурная зависимость электропроводности легированных кристаллов

Из рис. 1.4 видно, что в области высоких температур электропроводность легированного и нелегированного кремния одинаково высока. Но у сильно легированного полупроводника почти во всем диапазоне температур (меньших температуры плавления) проводимость меняется слабо. В области низких температур проводимость легированных полупроводников имеет слабо выраженный максимум, что напоминает температурную зависимость проводимости металлов.

Приведенные выше экспериментальные факты могут быть объяснены с помощью теоретических моделей.

Поскольку для создания полупроводниковых приборов с заданными характеристиками необходимо объяснить наблюдаемые особенности полупроводниковых материалов, научиться ими управлять и заранее прогнозировать поведение материала в тех или иных условиях, то необходимо создать такие модели, которые бы описывали наиболее важные из описанных выше экспериментальных фактов:

- 1) экспоненциальный рост проводимости с температурой для нелегированных материалов;
- 2) изменение проводимости и ее температурной зависимости при легировании полупроводников;
- 3) изменение проводимости и ее температурной зависимости при облучении полупроводников светом, бомбардировке высокоэнергетическими частицами и т. п.

Однако наиболее глубокое понимание обнаруженных закономерностей требует теоретического рассмотрения их физических причин. Как известно, такое рассмотрение обычно проводится на базе моделей физических процессов и явлений. Наиболее простой моделью полупроводника, с которой познакомимся в первую очередь, является модель валентных связей. Эта модель является очень упрощенной и не позволяет получить какую-либо количественную информацию о проводящих свойствах полупроводников. Однако благодаря простоте она позволяет понять причины указанных выше экспериментальных закономерностей даже тем читателям, кто пока еще не успел познакомиться с основами квантовой теории твердых тел.

1.2. Модели для описания электропроводящих свойств полупроводников

Модель валентных связей позволяет дать лишь качественное описание электропроводящих свойств полупроводников. Она базируется на следующих очевидных соображениях. Действительно, для того чтобы вещество проводило ток, необходимы свободные носители заряда, способные к перемещению через объем полупроводника под воздействием электрического поля внешнего источника электрического напряжения. Чтобы понять, как образуются свободные носители заряда в беспримесном полупроводнике, рассмотрим структуру кристаллической решетки наиболее распространенных полупроводниковых веществ (германия или кремния), имеющих наиболее простой состав. Поскольку структуры обоих этих кристаллов одинаковы, в качестве примера рассмотрим кристалл кремния. Взаимное расположение атомов в кристалле кремния таково, что симметрия его физических свойств оказывается кубической. Каждый атом кремния оказывается в окружении четырех других таких же атомов. Если центры этих четырех окружающих атомов соединить воображаемыми прямыми линиями, то получится правильная геометрическая фигура, называемая тетраэдром. Центральный атом связан с четырьмя окружающими его атомами ковалентными связями. В образовании каждой связи

участвуют два электрона, которые до образования связи принадлежали внешним оболочкам одного из рассматриваемых атомов. Углы между каждой парой связей одинаковы и приблизительно равны 109° . Так как трехмерную структуру кремния на плоскости представить трудно, при описании процесса образования свободных носителей электрического заряда обычно используют плоскую модель кристаллической решетки кремния, в которой наибольшее внимание уделено отражению наиболее важного факта – наличию четырех эквивалентных ковалентных связей у каждого из атомов кристаллической решетки кремния. Эта модель представлена на рис. 1.5, где кружок со знаком «+» обозначает эффективный положительный заряд, оставшийся на месте разорванной связи [5].

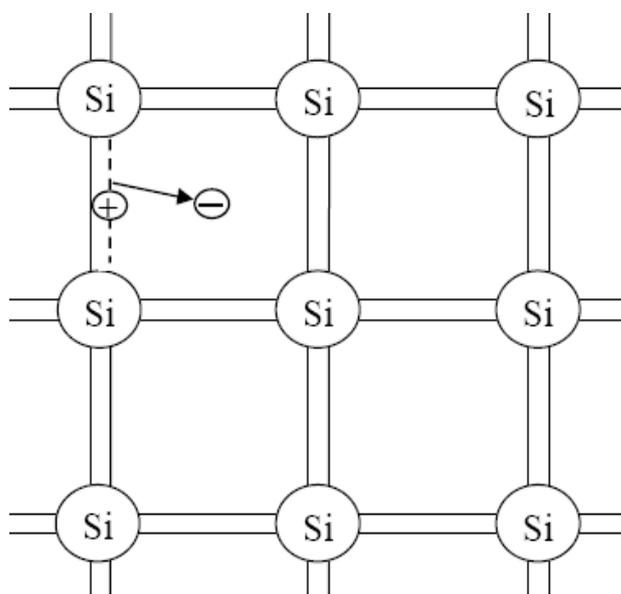


Рис. 1.5. Модель кристаллической решетки кремния и механизм образования пары свободных носителей «электрон – дырка»

В бездефектном кристалле полупроводника свободные носители образуются вследствие возрастания амплитуды колебаний атомов кристаллической решетки при повышении температуры кристалла. Тепловые колебания атомов носят случайный характер. Это приводит к тому, что растяжение различных межатомных связей оказывается различным – в целом по кристаллу найдется достаточно большое число связей, которые оказываются растянутыми выше критического предела. В результате такие связи разрываются, что означает отрыв одного из электронов связи и его удаление от этой межатомной связи на значительное расстояние. В разорванной связи останется только один электрон, в то время как для нормального насыщения связи требуется два электрона.

Таким образом, при разрыве каждой связи образуется свободный электрон и ненасыщенная связь (которую называют дыркой). Заряд электрона отрицательный, а дырка, очевидно, имеет эффективный положительный заряд. Действительно, тепловые колебания атомов привели к удалению отрицательно заряженного электрона из нейтрального объема кристалла, где располагается рассматриваемая связь. Стало быть, эта область заряжена положительным зарядом, величина которого равна величине заряда ушедшего электрона. Оказывается, что положительно заряженная дырка способна перемещаться по кристаллу. Происходит это следующим образом. Пока связь остается растянутой, она не может перехватить электрон из соседних связей, которые в этот момент менее растянуты. Но как только в процессе колебания атомов длина связи с недостающим электроном окажется равной или меньше равновесной длины, эта связь будет готова принять второй электрон. Это произойдет в том случае, когда одна из соседних связей окажется растянутой выше критического предела. Тогда дырка появляется в объеме этой растянутой связи, в то время как в месте расположения восстановившейся связи дырка исчезает. Следовательно, в процессе перехвата электрона восстанавливающейся связью происходит перемещение эффективного положительного заряда, т. е. перемещение дырки. Ясно, что если свободный электрон оказывается в непосредственной близости от дырки (разорванной ковалентной связи), то именно этот электрон оказывается захваченным указанной связью для ее насыщения. В этом случае одновременно исчезают оба свободных носителя заряда – свободный электрон и дырка.

Образование пары «электрон – дырка» связано с поглощением кванта теплового колебания решетки (фонона). Этот процесс называется генерацией электронно-дырочной пары (образуются два свободных носителя противоположного знака). Захват свободного электрона ненасыщенной связью называется рекомбинацией. При этом происходит излучение теплового кванта (фонона). В том и другом случае величины квантов энергии не могут быть меньше ширины запрещенной зоны полупроводника.

Образование свободных носителей в легированном полупроводнике наглядно показано на рис. 1.6.

На рис. 1.6, *a* представлен фрагмент плоскостной модели кристаллической решетки кремния, легированного примесными атомами мышьяка. Для упрощения показана лишь та часть модели, где один из атомов кремния замещен пентавалентным атомом мышьяка с пятью электронами на внешней электронной оболочке. В чистом кремнии каждый атом связан с четырьмя

ближайшими атомами ковалентными связями. Следовательно, для образования этих связей от каждого атома (в том числе и от атома примеси) требуется по четыре валентных электрона. Это значит, что один из валентных электронов мышьяка оказывается слабо связанным со своим атомом и может быть оторван от него тепловыми колебаниями решетки. Этот электрон может долго блуждать по объему кристаллической решетки, пока не встретит этот же или другой примесный атом мышьяка с недостающим пятым электроном. Если в кристалле будет индуцировано электрическое поле от внешнего источника напряжения, электрон будет дрейфовать в этом поле, являясь переносчиком отрицательного заряда [6].

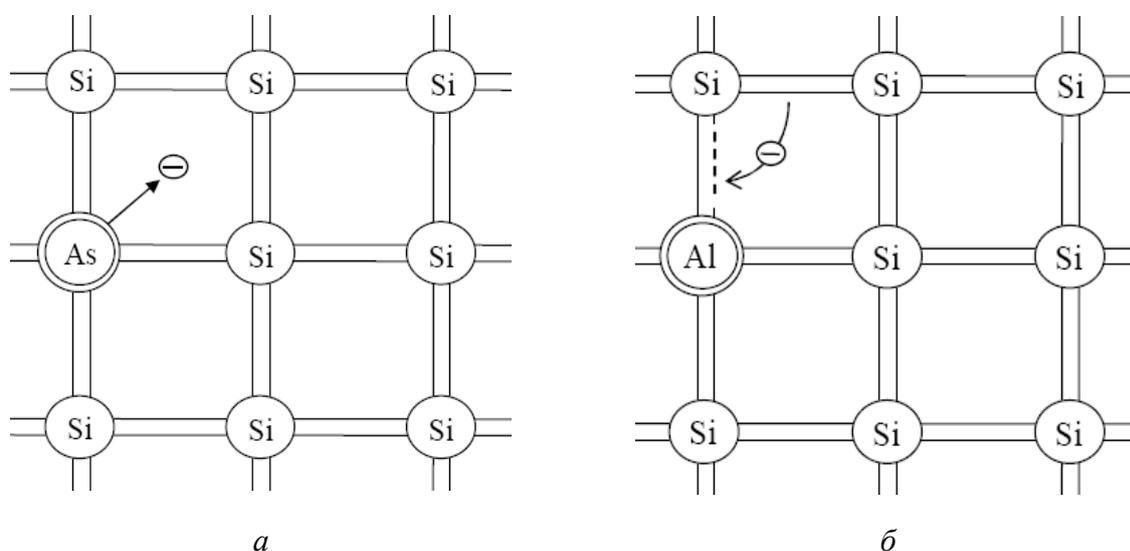


Рис. 1.6. Модели кристаллических решеток кремния, легированного примесными атомами мышьяка (*a*) и алюминия (*б*)

Сам примесный атом в результате «потери» своего валентного электрона оказывается заряженным положительным зарядом. Однако при комнатных и более низких температурах он не может передвигаться и переносить свой положительный заряд по объему кристалла.

На рис. 1.6, *б* представлен фрагмент плоскостной модели кристаллической решетки кремния, легированного примесными атомами алюминия. Здесь один из атомов кремния замещен трехвалентным атомом алюминия с тремя электронами на внешней электронной оболочке. Поскольку трех валентных электронов не хватает для того, чтобы у атома алюминия образовались четыре ковалентные связи с ближайшими к нему атомами кремния, одна из связей оказывается ненасыщенной (в ней не хватает одного электрона, что обозначено на рис. 1.6, *б* пунктирной линией).

Однако даже при комнатной температуре атомы кристалла участвуют в достаточно интенсивном колебательном процессе. При этом некоторые связи между парами атомов кремния, расположенных вблизи примесного алюминия, растягиваются настолько, что одному из электронов такой связи будет энергетически выгоднее перескочить на ненасыщенную связь примесного атома алюминия (такой переход электрона показан стрелкой).

В результате в решетке кремния образуется ненасыщенная связь между базовыми атомами кристаллической решетки, которая будет иметь эффективный положительный заряд и которая способна перемежаться по объему кристалла (поскольку рассматриваемая связь может насытиться в процессе колебаний атомов решетки путем перехвата электрона из соседней связи). Такая блуждающая по кристаллу ненасыщенная связь называется «дыркой», а проводимость кристалла, обусловленная дрейфовым движением этого эффективного положительного заряда, называется дырочной проводимостью.

Зонная модель полупроводника. Известно, что первичными и единственными носителями заряда являются электроны и протоны. В вакууме и газах электроны и протоны могут быть свободными, в твердых телах и жидкостях электроны и протоны связаны с атомами и их заряды нейтрализуют друг друга.

Полупроводниковые кристаллы образуются из атомов, расположенных в определенном порядке. Естественно возникает вопрос, если в атоме электроны связаны с ядром, то откуда в состоящем из атомов кристалле берутся свободные заряды, способные перемещаться по кристаллу создавая электрический ток. Действительно, если представить атом как изолированный шарик, то твердое тело, полученное из миллиардов уложенных в правильном порядке шариков, все равно останется изолятором, поскольку в нем нет частиц, способных переносить заряд. Для того чтобы объяснить как в металлах и полупроводниках появляются свободные электроны, необходимо использовать квантовые закономерности микромира. Согласно законам квантовой механики электроны могут находиться только в строго определенных энергетических состояниях. Изменение энергии электрона возможно при поглощении или испускании кванта электромагнитного излучения с энергией, равной разности значений энергий на начальном и конечном уровне. Поэтому оптические спектры поглощения (или излучения) атомов, соответствующие электронным переходам на свободные дискретные уровни, также должны быть дискретны, что и наблюдается в экспериментах.

Электронные оболочки атомов принято обозначать буквами и числами. Число N называют главным квантовым. Отсчет его значения осуществляется в зависимости от уровня, ближайшего к ядру $N = 1, 2, 3, 4$ и т. д. Оболочки также имеют соответствующие буквенные обозначения: K, L, M, N и т. д.

На каждой оболочке может находиться несколько электронов, причем каждому из них соответствует собственный энергетический уровень со своим пространственным распределением заряда, который часто называют орбиталью. Энергетические уровни электронов (орбитали) внутри оболочки с одним числом N принято обозначать следующими буквами: s (нижний уровень), p, d, f и т. д. Причем чем выше энергия оболочки (больше N), тем большее число электронов может на ней находиться, или, другими словами, ей соответствует большее число орбиталей. Так первой оболочке соответствует один уровень – орбиталь $1s$, т. е. на этой оболочке могут находиться только два электрона с разными спинами. Соответственно конфигурацию с одной оболочкой имеют только два атома – водорода и гелия. Второй оболочке соответствуют три уровня: одна орбиталь $2s$ и три орбитали $2p$, т. е. в этой оболочке могут находиться шесть электронов. Третьей оболочке соответствуют девять уровней: одна орбиталь $3s$, три орбитали $3p$ и пять орбиталей $3d$, т. е. в этой оболочке могут находиться до 18 электронов.

При увеличении числа электронов в атоме заполнение оболочек происходит по определенным правилам:

- 1) первыми заполняются низшие по энергии орбитали;
- 2) на любой орбитали может находиться не более двух электронов с противоположными значениями спина (принцип запрета Паули);
- 3) заполнение орбиталей одной оболочки начинается одиночными электронами с параллельными спинами, пары начинают образовываться только после того, как на каждой орбитали окажется по одному электрону (правило Хунда).

Именно на основе правил заполнения оболочек построена периодическая таблица элементов Д.И. Менделеева. Один ряд таблицы соответствует элементам, в которых происходит заполнение внешней (валентной) оболочки, переход от одной ячейке к другой в пределах ряда соответствует добавлению одного электрона.

При сближении двух атомов, например водорода, их орбитали начинают перекрываться и возможно возникновение связи между ними. Существует правило, согласно которому число орбиталей у молекулы равно

сумме чисел орбиталей у атомов, а взаимодействие атомов при этом приводит к тому, что уровни у молекулы расщепляются, и чем меньше расстояние между атомами, тем сильнее это расщепление [1].

Схема расщепления уровней для небольшого числа атомов при уменьшении расстояния между ними представлена на рис. 1.7. Для равновесного расстояния между атомами d_0 представлены две разрешенные зоны (PЗ₁ и PЗ₂), разделенные запрещенной зоной с шириной ΔE_3 . Как видно из графиков, при образовании межатомных связей валентные электроны формируют разрешенные для электронов зоны, причем число состояний в этих зонах тем больше, чем больше взаимодействующих атомов. В кристаллах число атомов более чем 10^{22} см^{-3} , примерно такое же количество уровней в зонах. При этом расстояние между уровнями становится чрезвычайно малым, что позволяет считать, что энергия в разрешенной зоне изменяется непрерывно. Тогда электрон, попавший в незанятую зону, можно рассматривать как классический, считая, что под действием электрического поля он набирает энергию не квантами, а непрерывно, т. е. ведет себя как классическая частица.

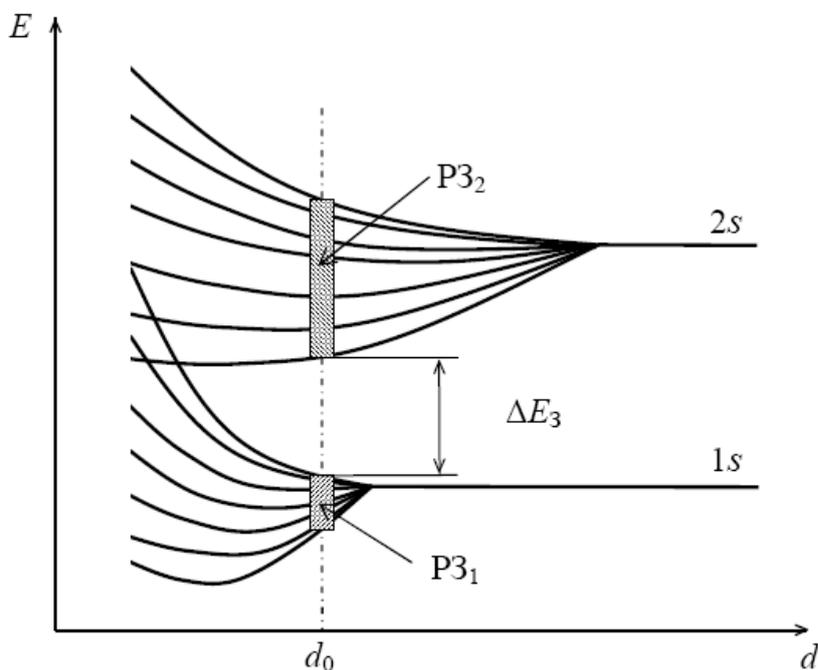


Рис. 1.7. Энергетическое расщепление 1s и 2s уровней для нескольких атомов в зависимости от расстояния между ними d

При образовании кристаллов образуемые валентными электронами зоны могут быть частично или полностью заполненными электронами, а также свободными. Причем если между заполненными и свободными

состояниями запрещенная зона отсутствует, то материал является проводником, если существует – это полупроводник. В случае если ширина запрещенной зоны большая и электроны за счет тепловой энергии не могут перейти из нижней разрешенной зоны в верхнюю, то это изолятор. Для проводников разрешенная зона частично заполнена электронами, поэтому даже при приложении совсем небольшого внешнего напряжения они способны набирать скорость и перемещаться по кристаллу. Такая структура зон характерна для металлов. Уровень F , разделяющий заполненную и незаполненную электронами часть зоны, называют уровнем Ферми. Формально его определяют как уровень, вероятность заполнения которого электронами равна $1/2$.

Для полупроводников и диэлектриков структура зон такова (рис. 1.8), что нижняя разрешенная зона полностью заполнена валентными электронами, поэтому ее называют валентной. Потолок валентной зоны обозначают E_v . В ней электроны перемещаются под действием поля (и соответственно набирать энергию) не могут, поскольку все энергетические уровни заняты, а согласно принципу Паули электрон не может переходить с занятого состояния на занятое. Поэтому электроны в полностью заполненной валентной зоне не участвуют в создании электропроводности.

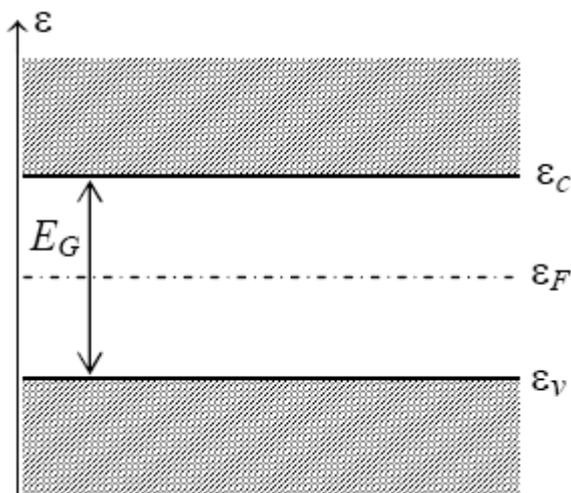


Рис. 1.8. Зонная диаграмма полупроводника: ϵ_c , ϵ_v и ϵ_F – значения энергии, соответствующие дну зоны проводимости, потолку валентной зоны и уровню Ферми; E_G – ширина запрещенной зоны

Верхняя зона в полупроводниках и диэлектриках в отсутствии внешнего возбуждения свободна от электронов и если каким-либо образом туда забросить электрон, то под действием электрического поля он может

создавать электропроводность, поэтому эту зону называют зоной проводимости. Дно зоны проводимости принято обозначать E_c . Между зоной проводимости и валентной зоной находится запрещенная зона E_g , в которой согласно законам квантовой механики электроны находиться не могут (подобно тому, как электроны в атоме не могут иметь энергии, не соответствующие энергиям электронных оболочек).

В случае легирования полупроводников донорными примесями уровень Ферми на их энергетической диаграмме приближается ко дну зоны проводимости. Легирование акцепторными примесями смещает уровень Ферми к потолку валентной зоны. При очень высоких концентрациях этих примесей уровень Ферми оказывается в пределах зоны проводимости (донорная примесь) или валентной зоны (акцепторная примесь).

1.3. Основные уравнения зонной теории полупроводников

Расчет проводимости полупроводников обычно производят на основе зонной модели (см. рис. 1.8).

Равновесные концентрации свободных электронов n_0 и дырок p_0 в полупроводнике определяются следующими равенствами:

$$n_0 = N_c \exp\left[-\frac{\varepsilon_c - \varepsilon_F}{k_B T}\right]; \quad p_0 = N_v \exp\left[\frac{\varepsilon_v - \varepsilon_F}{k_B T}\right], \quad (1.4)$$

где N_c и N_v – эффективные плотности состояний соответственно в зоне проводимости и в валентной зоне. Для кремния $N_c \approx N_v \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Энергия Ферми (электрохимический потенциал) фактически равна работе, которую необходимо совершить для изменения числа свободных носителей заряда на единицу. В беспримесном и бездефектном полупроводнике (в собственном полупроводнике) энергия Ферми обозначается ε_i и равна:

$$\varepsilon_i = \varepsilon_F = \frac{\varepsilon_c + \varepsilon_v}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln\left(\frac{N_v}{N_c}\right). \quad (1.5)$$

Здесь отношение N_v/N_c пропорционально (приблизительно) отношению эффективных масс дырки и электрона [2].

Если за счет термического возбуждения электрон покидает валентную зону, то на его месте в этой зоне образуется дырка. Поэтому собственные концентрации свободных носителей в идеальном беспримесном полупроводнике одинаковы и определяются равенством:

$$n_i = p_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(\frac{E_G}{2k_B T}\right), \quad (1.6)$$

где $N_v N_c \approx T^3$, а $E_G = E_{G0} - k_B T$.

Зависимость E_G от температуры приводит к тому, что при $T = 0$ К ширина запрещенной зоны, например, кремния $E_G = E_{G0} = 1,21$ эВ, в то время как при комнатной температуре ($T = 300$ К) $E_G = 1,1$ эВ.

Практические расчеты концентрации свободных носителей в бездефектном беспримесном полупроводнике для заданной температуры следует вести по формуле:

$$n_i(T) = B T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{G0}}{2k_B T}\right). \quad (1.7)$$

Здесь:

- для случая с кремнием: $B = 3,873 \cdot 10^{16} \text{ К}^{-3/2} \text{ см}^{-3}$, $E_{G0} = 1,21$ эВ;
- для случая с германием: $B = 1,76 \cdot 10^{16} \text{ К}^{-3/2} \text{ см}^{-3}$, $E_{G0} = 0,785$ эВ.

Используя эту формулу при $T = 300$ К, получаем:

- для кремния $n_i(\text{Si}) = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$;
- для германия $n_i(\text{Ge}) = 2,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Для целенаправленного изменения проводимости и других физических свойств полупроводника его легируют донорными (фосфор Р, мышьяк As, сурьма Sb) или акцепторными (алюминий Al, галлий Ga, индий In) примесями.

Вследствие термического возбуждения постоянно происходит генерация свободных носителей, как за счет переноса электронов из валентной зоны в зону проводимости так и за счет ионизации донорных и акцепторных атомов. Одновременно с этим происходят рекомбинационные процессы, приводящие к исчезновению свободных носителей. При любой температуре устанавливается такое равновесное состояние, что произведение $n \cdot p$ при неизменных значениях T и E_g оказывается постоянным:

$$np = n_i^2 = p_i^2 = \text{const}. \quad (1.8)$$

Равенство (1.8) называют законом действующих масс.

Концентрации носителей заряда можно представить в виде функций, зависящих от n_i и E_i :

$$n = n_i \exp\left[\frac{E_F - E_i}{k_B T}\right]; \quad p = n_i \exp\left[\frac{E_i - E_F}{k_B T}\right]. \quad (1.9)$$

Равенства (1.7) и (1.8) позволяют получить формулу:

$$np = n_i^2 = T^3 \sqrt{B} \exp\left(-\frac{E_{G0}}{k_B T}\right). \quad (1.10)$$

Концентрация носителей заряда определяется положением уровня Ферми. Уровень E_F для примесного полупроводника с донорной примесью (n -типа) можно найти, используя равенство:

$$N_d = N_c \exp\left[-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right]; \quad (1.11)$$

$$E_F = E_c - k_B T \ln \frac{N_c}{N_d}.$$

Для полупроводника p -типа справедливо равенство:

$$N_a = N_v \exp\left[-\frac{E_F - E_v}{k_B T}\right]; \quad (1.12)$$

$$E_F = E_v + k_B T \ln \frac{N_v}{N_a}.$$

В примесных полупроводниках любого типа проводимости (n или p) одновременно присутствуют свободные электроны и дырки. Те из них, которые соответствуют типу проводимости полупроводника, называются основными носителями заряда. Носители противоположного типа называются неосновными [5]. Для определения их концентраций можно использовать следующие формулы:

$$n_n = \frac{1}{2} N_d \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_d^2}} \right]; \quad (1.13)$$

$$p_n = \frac{2n_i^2}{N_d} \left[1 + \left(1 + \frac{4n_i^2}{N_d^2} \right) \right]^{(-1)},$$

где n_n и p_n – соответственно основные и неосновные носители заряда в полупроводнике n -типа.

В равновесных условиях полупроводник должен быть электронейтрален. Условие электронейтральности описывается равенством:

$$p + N_d - n - N_a = 0, \quad (1.14)$$

где N_d и N_a – концентрации донорных и акцепторных атомов.

Поскольку основными носителями заряда в полупроводниках являются свободные электроны и дырки, то их электропроводность σ определяется электропроводностью электронов и дырок:

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = q\mu_n n + q\mu_p p = q(\mu_n n + \mu_p p). \quad (1.15)$$

Для чистого бездефектного кристалла, с проводимостью близкой к собственной, справедливо равенство $n_i = p_i$. Поэтому электропроводность беспримесного (собственного) полупроводника определяется равенством:

$$\begin{aligned} \sigma_i(T) &= q[\mu_n(T) + \mu_p(T)]\sqrt{N_C(T)N_V(T)} \cdot \exp\left(-\frac{E_G}{2k_B T}\right) = \\ &= \sigma_0(T) \exp\left(-\frac{E_G}{2k_B T}\right) \cong \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_G}{2k_B T}\right). \end{aligned} \quad (1.16)$$

Как и в случае беспримесных полупроводниковых кристаллов, электропроводность легированных кристаллов складывается из электронной и дырочной проводимостей [2]: $\sigma(T) = \sigma_n(T) + \sigma_p(T)$.

Если $n \gg p$, то $\sigma_n \gg \sigma_p$, поэтому

$$\sigma \cong \sigma_n(T) = q\mu_n(T)n(T) = q\mu_n(T)N_C e^{-\frac{E_c - E_F(T)}{k_B T}}. \quad (1.17)$$

Если $p \gg n$, то $\sigma_p \gg \sigma_n$, поэтому

$$\sigma \cong \sigma_p(T) = q\mu_p(T)p(T) = q\mu_p(T)N_V e^{-\frac{E_F(T) - E_v}{k_B T}}. \quad (1.18)$$

Во внешнем электрическом поле свободные носители заряда (электроны и дырки) начинают дрейфовать, вызывая появление тока. Кроме того, направленный перенос заряда возникает в форме диффузионного движения при неравновесных процессах, когда в объеме полупроводника появляются градиенты концентраций свободных носителей заряда.

Плотность дрейфового тока свободных электронов:

$$J_n = qn v_n, \quad (1.19)$$

где q – заряд свободного носителя электрона, $q = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл; n – концентрация свободных электронов; v_n – их средняя дрейфовая скорость.

Плотность дрейфового тока свободных дырок:

$$J_p = qp v_p, \quad (1.20)$$

где n – концентрация свободных дырок; v_p – их дрейфовая скорость.

Дрейфовые скорости электронов и дырок зависят от их подвижностей (μ_n и μ_p) и напряженности внешнего электрического поля (E):

$$\bar{v}_n = \mu_n \bar{E}, \quad \bar{v}_p = \mu_p \bar{E}. \quad (1.21)$$

В относительно слабом электрическом поле подвижности свободных носителей не зависят от напряженности этого поля. В таком случае появляется возможность характеристики проводящих свойств полупроводника с помощью параметра σ , называемого удельной электропроводностью:

$$\sigma_n = qn\mu_n, \quad \sigma_p = qp\mu_p. \quad (1.22)$$

Иногда используют параметр, называемый удельным сопротивлением ρ , причем $\rho_n = 1/\sigma_n$ и $\sigma_n = qn\mu_n$. Таким образом, для дрейфовых плотностей тока можно записать равенства [3]:

$$\bar{J}_n = \sigma_n \bar{E} = \frac{\bar{E}}{\rho_n}; \quad \bar{J}_p = \sigma_p \bar{E} = \frac{\bar{E}}{\rho_p}. \quad (1.23)$$

Диффузионные токи вызываются внутренними электрическими полями, возникающими в тех местах полупроводника, где под влиянием внешнего воздействия появляется градиент концентрации свободных носителей (электронов или дырок). Направление поля оказывается таким, что свободные носители будут перемещаться из области с более высокой концентрацией в область с меньшей концентрацией. При этом плотности диффузионных токов свободных электронов и дырок определяются следующими векторными равенствами:

$$\bar{J}_{\text{диф}} = qD_n \overline{\text{grad}(n)}; \quad \bar{J}_{\text{диф}} = qD_p \overline{\text{grad}(p)}, \quad (1.24)$$

где коэффициенты диффузии свободных носителей заряда D_n и D_p связаны с их подвижностями:

$$D_n = \mu_n \frac{k_B T}{e} = \mu_n \varphi_T; \quad D_p = \mu_p \frac{k_B T}{e} = \mu_p \varphi_T, \quad (1.25)$$

где φ_T – тепловой потенциал.

Подвижности свободных носителей (μ_n и μ_p) зависят от температуры T и от суммарной концентрации N донорных N_d и акцепторных N_a атомов:

$$\mu(T, N) = \left[\mu_1 + \frac{\mu_2}{\left(\frac{N}{N_{\mu 0}} \right)^a} \right] \left(\frac{T}{T_0} \right). \quad (1.26)$$

Ниже приведены использованные в указанных выше формулах значения и характеристики некоторых констант (табл. 1.1–1.3), а также соотношения между физическими единицами:

$$1 \text{ Дж} = 10^7 \text{ Эрг};$$

$$1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж};$$

$$1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}.$$

Таблица 1.1

Фундаментальные константы

Наименование	Обозначение, ед. измерения	Значение
Элементарный заряд (заряд электрона)	e , Кл	$1,602 \cdot 10^{-19}$
Диэлектрическая постоянная	ϵ_0 , Ф/м	$8,854 \cdot 10^{-12}$
Масса покоя электрона	m_e , кг	$9,11 \cdot 10^{-31}$
Постоянная Планка	$\hbar = h/2\pi$, Дж·с	$1,055 \cdot 10^{-34}$
Постоянная Больцмана	k_B , Эрг/К	$1,38 \cdot 10^{-16}$

Таблица 1.2

Характеристики полупроводниковых материалов и примесей

Параметр, единицы измерения	Обозначение	Si	Ge	GaAs
Ширина запрещенной зоны, эВ: при $T = 0 \text{ К}$ при $T = 300 \text{ К}$	E_G	1,17 1,11	0,74 0,66	1,52 1,43
Температурный коэффициент, эВ·К	$\epsilon = \frac{dE}{dT} \cdot 10^4$	-2,8	-3,7	-5,0
Работа выхода электронов при $T = 300 \text{ К}$, эВ	Φ	4,8	4,4	4,7
Сродство к электрону при $T = 300 \text{ К}$, эВ	χ	4,05	4,0	4,07
Подвижность при $T = 300 \text{ К}$, $\text{см}^2/\text{Вс}$: электронов дырок	μ_n μ_p	1 350 480	3 800 1 820	8 600 400
Собственная концентрация носителей заряда при $T = 300 \text{ К}$, см^{-3}	n_i	$1,610^{10}$	$2,510^{13}$	$1,101^7$
Диэлектрическая проницаемость при $T = 300 \text{ К}$	ϵ	11,7	16,3	12
Температура плавления, К	$T_{\text{пл}}$	1420	937	1238
Коэффициент линейного расширения, К^{-1}	α	2,54	5,82	5,82
Удельная теплоемкость при $T = 300 \text{ К}$, Дж/(кг·К)	c	406	310	
Удельная теплопроводность, Вт/м·К	c	150	60	58
Плотность, г/см ³	ρ	2,33	5,32	5,4

Таблица 1.3

Свойства примесей, используемых для легирования
полупроводниковых кристаллов

Элемент	Примесь									
	B		In		Al		P		Sb	
	$E, \text{эВ}$	Тип								
Si	0,045	A	0,155	A	0,068	A	0,045	Д	0,043	Д
Ge	0,011	A	0,120	A	0,011	A	0,013	Д	0,010	Д
Элемент	Примесь									
	Se		Pb		Mg		Zn		Mn	
	$E, \text{эВ}$	Тип								
GaAs	0,058	Д	0,058	Д	0,029	A	0,031	A	0,113	A
<p>Примечание – Здесь приведены характеристики некоторых примесей, используемых для легирования этих материалов. Из данных таблицы следует, что для приведенных легирующих примесей энергия активации E меньше тепловой энергии при $T = 300 \text{ K}$, это означает, что при комнатной температуре практически все эти примеси ионизованы</p>										

Проводимость кристалла, содержащего несколько типов (k -типов) подвижных носителей заряда,

$$\sigma = \sum_{i=1}^k n_i \mu_i q_i, \quad (1.27)$$

где n_i – концентрация носителей заряда i -го вида; μ_i – подвижность носителей заряда i -го вида; q_i – величина заряда свободного носителя i -го вида.

Величина, обратная к проводимости, называется удельным сопротивлением. Для полупроводника с p -типом проводимости удельное сопротивление равно [3]:

$$\rho_p = \frac{1}{\sigma_p} \approx \frac{1}{N_a e \mu_p}, \quad (1.28)$$

где N_a – концентрация акцепторных атомов; e – заряд электрона; μ_p – подвижность дырок. Удельное сопротивление полупроводника с n -типом проводимости равно:

$$\rho_n = \frac{1}{\sigma_n} \approx \frac{1}{N_d e \mu_n}, \quad (1.29)$$

где N_d – концентрация донорных атомов; e – заряд электрона; μ_n – подвижность электронов.

Интегральные сопротивления полупроводниковых образцов с p - и n -типами проводимости можно найти по формулам

$$R_p = \frac{\rho_p l_p}{S} \quad \text{и} \quad R_n = \frac{\rho_n l_n}{S}, \quad (1.30)$$

где l_p и l_n – длины образцов; S – площади поперечного сечения образцов; ρ_p и ρ_n – удельные сопротивления образцов.

В отсутствие сильных магнитных полей физические свойства полупроводника, связанные с его электрической проводимостью, описываются системой из пяти основных уравнений, называемой фундаментальной системой уравнений полупроводника:

$$\bar{J}_n = qn\mu_n \bar{E} + qD_n \overline{\text{grad}(n)}; \quad (1.31)$$

$$\bar{J}_p = qp\mu_p \bar{E} - qD_p \overline{\text{grad}(p)}; \quad (1.32)$$

$$\frac{1}{q} \text{div}(\bar{J}_n) - R_n + G_n = \frac{\partial n}{\partial t}; \quad (1.33)$$

$$-\frac{1}{q} \text{div}(\bar{J}_p) - R_p + G_p = \frac{\partial p}{\partial t}; \quad (1.34)$$

$$\varepsilon\varepsilon_0 \text{div}(\bar{E}) = q(p - n + N_D - N_A). \quad (1.35)$$

Уравнения (1.31) и (1.32) являются уравнениями плотностей электронного и дырочного токов, (1.33) и (1.34) – уравнения непрерывности, (1.35) – уравнение Пуассона. В этих уравнениях использованы следующие дополнительные обозначения: R_p и R_n – число рекомбинировавших носителей заряда (дырок и электронов, соответственно) в единицу времени; G_p и G_n – число появившихся носителей заряда (дырок и электронов, соответственно) в результате их тепловой генерации в единицу времени. Эти величины связаны с временами жизни свободных носителей [5]:

$$\tau_p = \frac{1}{G_p - R_p}; \quad \tau_n = \frac{1}{G_n - R_n}. \quad (1.36)$$

Вопросы для самопроверки

1. Какие физические явления положены в основу работы современных твердотельных приборов электроники?
2. Какие твердотельные материалы используются при создании твердотельных электронных приборов?
3. Какие значения имеют проводимости проводников, полупроводников и диэлектриков?
4. Какие значения принимают удельные сопротивления проводников, полупроводников и диэлектриков?
5. Как экспериментально определить, к какому классу материалов относится образец (к полупроводникам или металлам)?
6. Как зависят проводимости металлов и чистых полупроводников от температуры?
7. Как зависит проводимость легированного полупроводника от концентрации донорных или акцепторных примесей?
8. Зависит ли проводимость металлического образца от интенсивности света, падающего на его поверхность?
9. Почему и как меняется проводимость полупроводника при его облучении светом?
10. Используя модель валентных связей, объясните, почему с повышением температуры растет проводимость беспримесного полупроводника.
11. Как модель валентных связей объясняет высокую проводимость полупроводников, легированных донорными и акцепторными примесями?
12. Почему уже при комнатных температурах концентрация свободных носителей заряда (электронов или дырок) оказывается близкой к концентрации легирующих примесей?
13. Как объясняется образование валентной зоны и зоны проводимости в рамках зонной модели полупроводника?
14. Почему уровни энергии носителей заряда в полупроводниках не могут быть произвольными, а группируются в зоны?
15. Как выглядит энергетическая диаграмма беспримесного полупроводника?
16. Чем определяется ширина запрещенной зоны полупроводника?
17. Как выглядят энергетические диаграммы полупроводников с донорными и акцепторными примесями?
18. Как влияет введение примесей на величину и температурную зависимость электропроводности полупроводников?

19. Чему приблизительно равна концентрация свободных носителей при комнатной температуре в кристаллическом кремнии, легированном донорной или акцепторной примесью?

20. Как меняется с повышением температуры проводимость кристаллического кремния, легированного донорной или акцепторной примесью?

21. Каким типом проводимости обладает полупроводник, содержащий одновременно донорные и акцепторные примеси, если концентрация донорных примесей выше?

22. Каким образом можно определить концентрацию собственных носителей заряда в беспримесном полупроводнике?

23. Какие физические процессы в полупроводнике влияют на величину равновесной концентрации свободных носителей заряда?

24. От чего зависит подвижность свободных носителей заряда в полупроводниках?

25. Укажите условия и причины возникновения направленного потока свободных носителей заряда в полупроводнике с неоднородным распределением концентрации этих носителей.

26. Какими физическими величинами определяется тепловой потенциал?

27. Какие физические величины входят в фундаментальную систему уравнений полупроводниковой физики?

28. Поясните физический смысл уравнения Пуассона.

29. Почему в полупроводнике, не подверженном внешним воздействиям, реализуется принцип электронейтральности?

2. КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ ДИСКРЕТНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

2.1. Контакт полупроводников p - и n -типа (p - n -переход)

Любой p - n -переход представляет собой структуру, состоящую из двухслойного полупроводника, один слой которого легирован акцепторными примесями, другой – донорными.

Рассмотрим структуру, состоящую из двухслойного полупроводника, правый слой которого легирован акцепторными примесями, левый слой – донорными. Эта структура показана схематично на рис. 2.1, *a*.

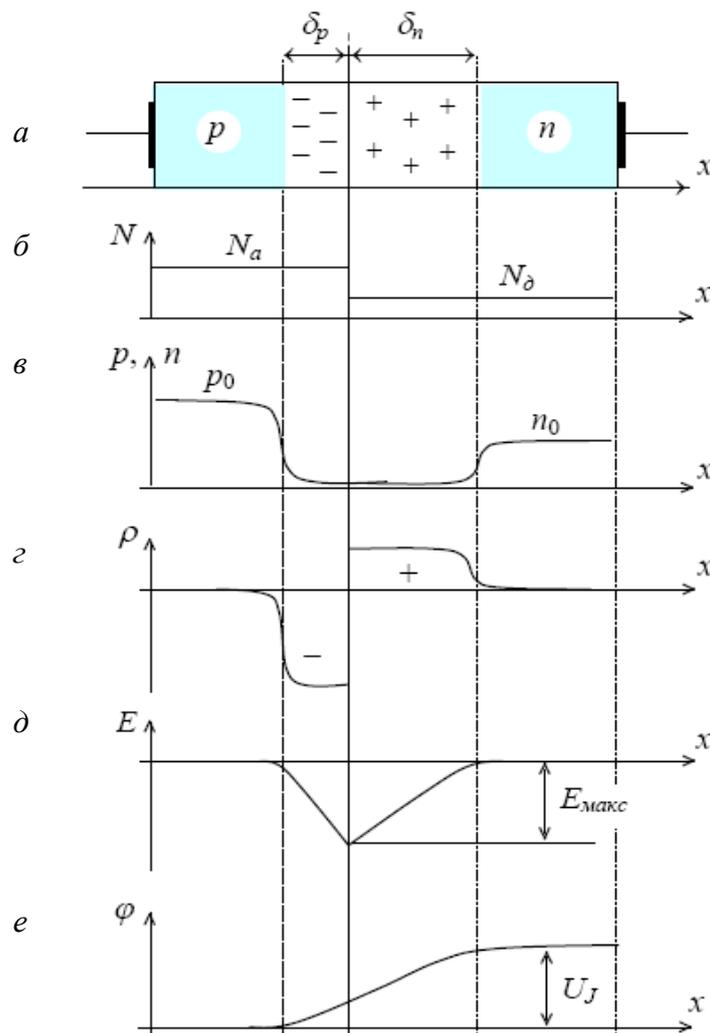


Рис. 2.1. Полупроводниковая структура p - n -перехода и графики распределений некоторых ее характеристик: *a* – схематическое изображение p - n -перехода и прилегающих областей полупроводника; *б* – распределение акцепторных и донорных примесей; *в* – распределение концентраций свободных носителей зарядов; *г* – распределение связанных носителей заряда; *д* – распределение напряжённости внутреннего электрического поля; *е* – распределение потенциала в различных поперечных сечениях структуры

Допустим, что на границе между слоями реализован резкий $p^+ - n^-$ -переход от акцепторного легирования к донорному. На внешние стороны полупроводниковых слоев путем напыления в вакууме нанесены металлические контактные электроды так, чтобы исключить контактные эффекты. Поэтому здесь эти эффекты рассматриваться не будут. К металлическим электродам припаяны проводники для подключения рассматриваемой структуры в цепь внешнего источника напряжения [2].

Рассмотрим проводящие свойства слоев полупроводника с p - и n -типами проводимости и граничной области полупроводниковой структуры, расположенной между указанными слоями. При комнатных температурах ($T \approx 300$ К) и равновесных термодинамических условиях концентрации основных носителей в слоях полупроводника будут соответствовать приближительным равенствам:

$$n_{n0} \approx N_D \text{ и } p_{p0} \approx N_A, \quad (2.1)$$

а концентрации неосновных носителей:

$$n_{p0} \approx n_i^2 / p_{p0} \text{ и } p_{n0} \approx n_i^2 / n_{n0}. \quad (2.2)$$

Допустим (как это часто и бывает на практике), что $N_A \gg N_D$. Тогда, вследствие интенсивного диффузионного движения, свободные носители будут пересекать границу между полупроводниковыми слоями с различным типом проводимости. Попадая в область с противоположным типом проводимости и оказавшись здесь неосновными носителями, они быстро рекомбинируют с основными носителями этой области полупроводниковой структуры. Вследствие диффузионного движения и процессов рекомбинации образуется область, где нет свободных носителей, но есть ионизированные примесные атомы, несущие на себе положительный (доноры) или отрицательный (акцепторы) заряд. Эта область пространственного заряда (ОПЗ) является двухслойной (см. рис. 2.1, а). Толщина слоев зависит от длины свободного пробега неосновных носителей. Как видно из рис. 2.1, а, толщина слоя отрицательного заряда в p -области полупроводниковой структуры меньше, поскольку концентрация основных носителей здесь значительно больше (из-за более высокой концентрации акцепторных атомов по сравнению с донорными атомами). Под изображением полупроводниковой структуры (см. рис. 2.1, а) представлены графики распределений некоторых наиболее важных для данного рассмотрения величин. График на рис. 2.1, б показывает распределение примесных атомов. Этот график демонстрирует принятые выше характеристики – резкость p - n -перехода и более высокую концентрацию акцепторной примеси справа от границы по сравнению с концентрацией

донорной примеси слева. На графике *в* показано распределение концентрации свободных носителей. Видно, что левее ОПЗ присутствуют в основном дырки, а правее – свободные электроны. Видно также, что, в соответствии с распределением примесных атомов, концентрации электронов правее ОПЗ меньше, чем концентрация дырок левее ОПЗ.

Очевидно, что суммарные заряды слоев ОПЗ зависят от концентрации ионизированных атомов и для комнатной температуры близки к следующим значениям:

$$Q_p = SqN_A\delta_p \quad \text{и} \quad Q_n = SqN_D\delta_n, \quad (2.3)$$

где S – площадь границы между областями полупроводниковой структуры с различным типом проводимости; qN_A и qN_D – плотности слоев отрицательного заряда и положительного.

График распределения плотности нескомпенсированного заряда вдоль полупроводниковой структуры с учетом знака заряда изображен на рис. 2.1, *з*.

Очевидно, что наличие нескомпенсированных зарядов в ОПЗ вызовет появление здесь внутреннего электрического поля и, следовательно, градиента потенциала. Для выяснения характера распределения напряженности внутреннего электрического поля и его потенциала вдоль полупроводниковой структуры рассмотрим уравнение Пуассона [1]:

$$\varepsilon\varepsilon_0 \frac{dE}{dx} = q(p - n + N_D - N_A). \quad (2.4)$$

Решаем данное дифференциальное уравнение отдельно для отрицательно и положительно заряженных слоев:

– для области $-\delta_p < x < 0$ имеем:

$$E(x) = -\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{qN_A}{\varepsilon\varepsilon_0}(x + \delta_p); \quad (2.5)$$

– для области $0 < x < \delta_n$ получаем:

$$E(x) = -\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{qN_D}{\varepsilon\varepsilon_0}(x - \delta_n). \quad (2.6)$$

На границе между полупроводниками с противоположным типом проводимости (в сечении с координатой $x = 0$) эти решения можно сшить, поскольку в распределении напряженности электрического поля не может быть разрывов. Следовательно, получаем:

$$\frac{qN_A\delta_p}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{qN_D\delta_n}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (2.7)$$

Очевидно, что напряженность электрического поля в сечении $x = 0$ максимальна и равна

$$E(0) = E_{\max} = \frac{qN_A\delta_p}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{qN_D\delta_n}{\epsilon\epsilon_0}. \quad (2.8)$$

Из сказанного выше также следует, что в объемах полупроводниковой структуры за пределами ОПЗ нескомпенсированных зарядов нет, следовательно там нет и внутреннего электрического поля.

Распределение напряженности внутреннего электрического поля вдоль полупроводниковой структуры представлено в виде графика на рис. 2.1, д.

Из равенства (2.7) находим связь между концентрациями примесных атомов и толщинами слоев ОПЗ: $N_A\delta_p = N_D\delta_n$.

Интегрируя равенства (2.5) и (2.6), получаем распределение потенциала внутреннего электрического поля вдоль полупроводниковой структуры. В качестве нулевого уровня выбираем потенциал p -области, расположенной левее ОПЗ. В результате интегрирования вдоль оси структуры в пределах ОПЗ получаем равенство, определяющее разность потенциалов между границами ОПЗ [5]:

$$\frac{qN_A}{\epsilon\epsilon_0}\delta_p^2 + \frac{qN_D}{\epsilon\epsilon_0}\delta_n^2 = U_J. \quad (2.9)$$

Величина U_J называется контактной разностью потенциалов.

Наличие контактной разности потенциалов приводит к тому, что соответствующие уровни энергии в p - и n -области полупроводниковой структуры, изображенной на рис. 2.1, оказываются сдвинутыми на величину qU_J , где $q = e$ – величина заряда свободного носителя. Если металлические электроды, расположенные на торцах этой полупроводниковой структуры, соединить друг с другом с помощью проводников, то положение уровня Ферми в обеих областях окажется на одном уровне. В этом случае энергетическая диаграмма рассматриваемой полупроводниковой структуры принимает вид, изображенный на рис. 2.2.

На представленной диаграмме видно, что p - n -переход представляет собой потенциальный барьер для электронов n -области структуры. Этот барьер препятствует их переходу в p -область. Для тех электронов, что имеют энергию ϵ_c , высота барьера максимальна и равна eU_J . Однако среди электронов n -области есть такие, что занимают уровни энергии $\epsilon_C \geq \epsilon_C + eU_J$. Очевидно, что концентрация таких электронов соответствует концентрации неосновных электронов в p -области данной полупроводниковой структуры p_{n0} .

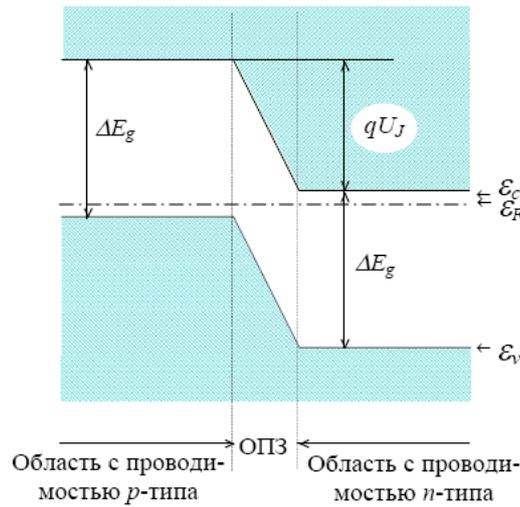


Рис. 2.2. Энергетическая диаграмма резкого p - n -перехода

Теперь рассмотрим изменения, которые возникают в энергетической диаграмме при подключении к электродам рассматриваемой полупроводниковой структуры источника внешнего напряжения [1].

Очевидно, что при подключении к p -области вывода источника напряжения положительной полярности высота потенциального барьера уменьшится на величину eU , а если наоборот – увеличится на эту же величину. Эти две ситуации представлены на рис. 2.3. Таким образом, высота потенциального барьера, создаваемого p - n -переходом для свободных носителей заряда, будет определяться равенством:

$$eU'_J = e(U_J - U). \quad (2.10)$$

В (2.10) напряжению $U > 0$ соответствует подключение положительного полюса источника напряжения к области с p -типом проводимости, а отрицательного – к области с n -типом проводимости.

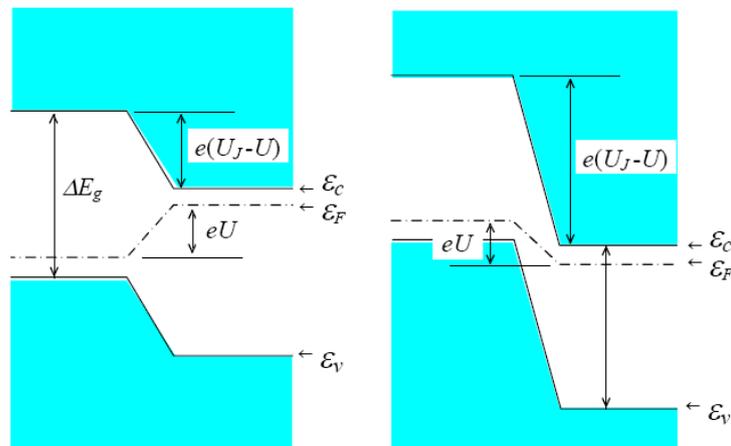


Рис. 2.3. Изменения в энергетической диаграмме p - n -перехода при подключении источника внешнего напряжения U к его электродам

Если $U = 0$, то концентрация неосновных носителей заряда (дырок) на границе p - n -перехода со стороны области с n -типом проводимости $p_n(\delta_n)$ будет равна их равновесной концентрации во всей n -области p_{n0} . То же самое справедливо для концентрации основных носителей заряда на левой границе p - n -перехода, $p_p(-\delta_p) = p_{p0}$. Таким образом, для $U = 0$ получаем равенство:

$$\frac{p_n(\delta_n)}{p_p(-\delta_p)} = \frac{p_{n0}}{p_{p0}} = \exp\left(-\frac{U_J}{\Phi_T}\right). \quad (2.11)$$

В случае $U \neq 0$ новая равновесная концентрация дырок на правой границе p - n -перехода p_{n1} уже не будет равна их равновесной концентрации в удаленных от границы ОПЗ объемах n -области p_{n0} . В этой ситуации равенство (3.11) преобразуется к новому виду [1]:

$$\frac{p_{n1}}{p_{p0}} = \exp\left(-\frac{U_J - U}{\Phi_T}\right), \quad (2.12)$$

и в результате получаем:

$$p_{n1} = p_{p0} \cdot \exp\left(-\frac{U_J - U}{\Phi_T}\right). \quad (2.13)$$

Таким же образом для концентрации неосновных носителей заряда (электронов) на противоположной границе ОПЗ p - n -перехода можно получить следующие равенства:

$$\frac{n_p(-\delta_p)}{n_n(\delta_n)} = \frac{n_{p0}}{n_{n0}} = \exp\left(-\frac{U_J}{\Phi_T}\right) \text{ для } U = 0, \quad (2.14)$$

$$\frac{n_{p1}}{n_{n0}} = \exp\left(-\frac{U_J - U}{\Phi_T}\right) \text{ для } U \neq 0. \quad (2.15)$$

Из равенств (2.12) и (2.15) находим соотношения

$$p_{n1} = p_{n0} \cdot \exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right) \text{ и } n_{p1} = n_{p0} \cdot \exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right), \quad (2.16)$$

называемые граничными условиями Шокли.

Из приведенных уравнений видно, что при прямом напряжении на p - n -переходе через него идет переброс основных носителей заряда, называемый инжекцией. При малых прямых напряжениях уровень инжекции оказывается таким, что в областях с n - и p -типами проводимости не нарушается условие электронейтральности, записываемое в виде равенства:

$$p - n + N_D - N_A = 0. \quad (2.17)$$

Этот случай соответствует низкому уровню инжекции (НУИ).

2.2. Контакт «металл-полупроводник»

Поскольку в твердотельной электронике практически все электрические соединения между электронными узлами и элементами узлов выполняются с помощью металлических проводников, то проблема перехода «металл – полупроводник» возникает неизбежно. Насколько эта проблема сложна и важна, станет понятным из нижеизложенного.

Рассмотрим относительное расположение характерных уровней энергии на энергетических диаграммах какого-либо металла и полупроводника донорного n -типа. Из металлов выберем тот, у которого энергия уровня Ферми близка к значению энергии, соответствующему середине запрещенной зоны полупроводника. В этом случае энергетические диаграммы рассматриваемого металла и полупроводника с n -типом проводимости, построенные в одном масштабе, будут иметь вид, как показано на рис. 2.4.

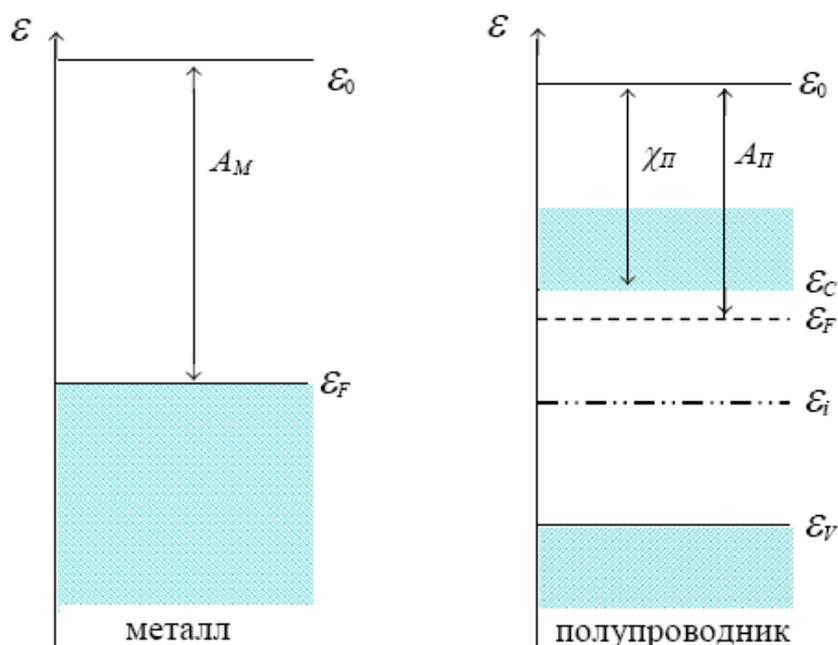


Рис. 2.4. Энергетические диаграммы металла и полупроводника n -типа

На рис. 2.4 использованы следующие обозначения: ε_0 – энергия электрона, вышедшего из твердого тела в вакуум (для полупроводника и металла эти энергии различны); ε_F – энергия Ферми; ε_C , ε_i и ε_V – энергии, соответствующие дну зоны проводимости, середине запрещенной зоны и потолку валентной зоны; χ_{Π} – энергия электронного сродства (или истинная работа выхода электрона из полупроводника в вакуум); A_{Π} – термоэлектронная работа выхода электрона из полупроводника в вакуум (зависит от положения уровня Ферми и от степени легирования полупроводника); A_M – термоэлектронная работа выхода электрона из металла в вакуум [2].

Встает вопрос о том, как изменится взаимное расположение уровней энергий на этих энергетических диаграммах в случае, когда поверхность металла окажется в контакте с поверхностью полупроводника n -типа. Здесь следует подчеркнуть, что, во-первых, кристаллическая структура металла сильно отличается от структуры полупроводника. Во-вторых, даже очень тщательная полировка поверхностей металла и полупроводника не могут устранить микроскопических неровностей на полируемых поверхностях. Эти два обстоятельства не позволят обеспечить идеальный контакт между металлом и диэлектриком. Между их поверхностями останется очень тонкий слой пространства, заполненного в основном молекулами газов. Поскольку толщина этого зазора в среднем имеет порядок одного – пяти атомных диаметров, он не представляет большого препятствия для электронов проводимости. Они преодолевают этот зазор путем туннелирования сквозь создаваемый этим зазором потенциальный барьер. По этой причине разность энергий электронов, вышедших в вакуум из металла и полупроводника начинает стремиться к нулю ($\varepsilon_{0M} - \varepsilon_{0\Pi} = qU_3 \rightarrow 0$). После того как слой металла будет приведен в контакт с поверхностью полупроводника n -типа, начнется процесс выравнивания уровней Ферми металла и полупроводника. Если противоположные части контакта замкнуть внешним проводником, то уровень Ферми в объеме полупроводниковой части контакта сравняется с уровнем Ферми в металле. Этот процесс будет происходить путем перетекания части свободных носителей из полупроводника в металл. При этом в тонком слое полупроводника, примыкающем к контактному зазору остается нескомпенсированный положительный заряд (из-за обеднения этого слоя электронами). По указанной причине величина химического потенциала в различных слоях полупроводника оказывается зависящей от расстояния между поверхностью металла и рассматриваемым слоем (рис. 2.5).

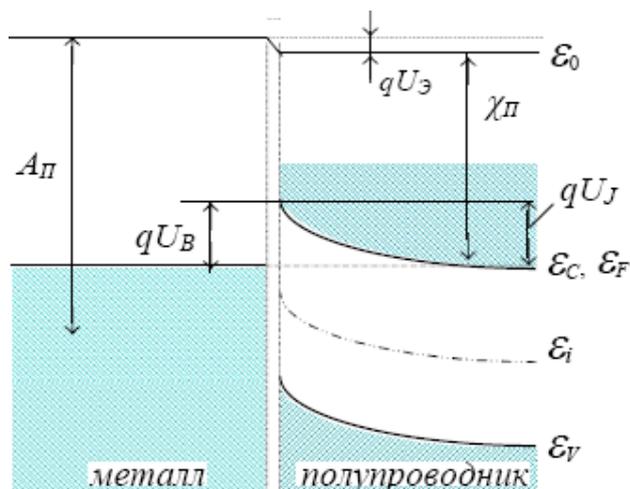


Рис. 2.5. Энергетическая диаграмма контакта «металла – полупроводник *n*-типа»

Из рис. 2.5 видно, что вследствие такой зависимости на границе между металлом и полупроводником образуется потенциальный барьер высотой qU_J , препятствующий дальнейшему перетеканию электронов проводимости из полупроводника в металл. Обратное движение электронов из металла в полупроводник затруднено еще в большей степени, поскольку высота потенциального барьера со стороны металла больше ($qU_B > qU_J$).

Если к контакту «металл – полупроводник» приложить внешнее электрическое напряжение, то в зависимости от его полярности происходит уменьшение (рис. 2.6, *a*) или увеличение (рис. 2.6, *б*) высоты потенциального барьера со стороны полупроводника.

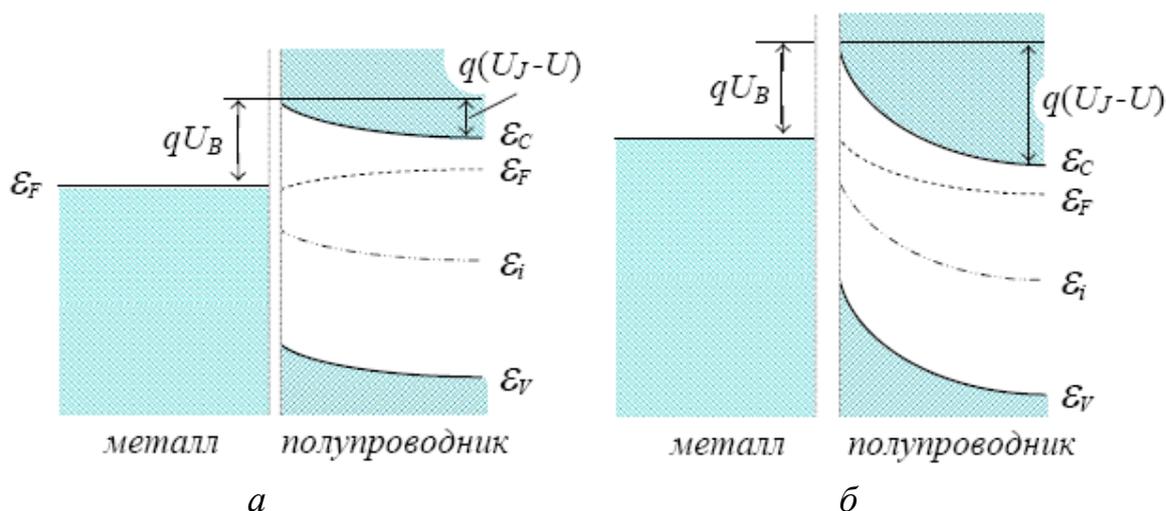


Рис. 2.6. Энергетические диаграммы контактов «металла – полупроводник *n*-типа», находящихся под воздействием внешнего напряжения: *a* – $U > 0$; *б* – $U < 0$

В первом случае проводимость контакта оказывается достаточно высокой, во втором случае – очень низкой.

Оказывается, что зависимость плотности тока, протекающего через контакт, от величины внешнего напряжения U может быть представлена в виде следующего равенства:

$$J = J_S \left[\exp\left(\frac{qU}{k_B T}\right) - 1 \right], \quad (2.18)$$

где J_S – константа, величина которой может быть определена исходя из следующих соображений. Известно, что приближенное значение плотности тока электронов из металла в вакуум определяется равенством Ричардсона – Дэшмена:

$$J_{M-B} = A_R T^2 \exp\left(-\frac{A_M}{k_B T}\right). \quad (2.19)$$

Здесь A_R – постоянная Ричардсона:

$$A_R = 4\pi q m^* \cdot k_B^2 / h^3,$$

где q – заряд; m^* – эффективная масса электрона в металле; A_M – работа выхода электрона из металла в вакуум; h – постоянная Планка; T – температура металла.

При приближении свободных электронов в металле $m^* \approx m_e$ величина константы Ричардсона принимает значение $A_R \approx 120 \text{ A}/(\text{см}^{-2} \cdot \text{K}^2)$.

При переходе из металла в полупроводник электронам приходится преодолевать барьер, высота которого определяется величиной qU_B , поэтому формула Ричардсона – Дэшмена дает следующее значение плотности тока электронов из металла в полупроводник:

$$J_{M-П} = A_R T^2 \exp\left(-\frac{qU_B}{k_B T}\right). \quad (2.20)$$

Плотность тока электронов в обратном направлении (из полупроводника в металл) в условиях термодинамического равновесия при отсутствии внешнего напряжения совпадает с плотностью тока электронов из металла в полупроводник: $J_{П-М} = J_{M-П}$. Однако при наличии внешнего напряжения она становится зависящей от величины этого напряжения:

$$J_{П-М} = A_R T^2 \exp\left[\frac{-q(U_B - U)}{k_B T}\right]. \quad (2.21)$$

Суммарная плотность тока через контакт «металл – полупроводник» оказывается равной:

$$J = (J_{\text{П-М}} - J_{\text{М-П}}) = A_R T^2 \exp[-qU_B/k_B T] \{ \exp[qU/k_B T] - 1 \}, \quad (2.22)$$

откуда видно, что

$$J_S = A_R T^2 \exp\left[\frac{-qU_B}{k_B T}\right]. \quad (2.23)$$

Равенство (2.18) называется вольт-амперной характеристикой (ВАХ) перехода «металл – полупроводник». Видно, что форма выражения (2.18) полностью совпадает с ВАХ p - n -перехода. Поэтому переход «металл – примесный полупроводник» вполне может применяться для выпрямления переменного тока. Полупроводниковые двухэлектродные выпрямительные приборы, основной частью которых является переход «металл – примесный полупроводник», называются диодами Шоттки [4].

Представленный выше анализ электропроводящих свойств перехода «металл – примесный полупроводник» показал, что при изготовлении полупроводниковых приборов может возникнуть серьезная проблема контактов полупроводника с внешними металлическими выводами. Эта серьезная проблема решается следующим образом. Относительно тонкий слой полупроводника, примыкающего к металлическому электроду, подвергают сильному легированию. В результате этот слой приобретает свойства вырожденного полупроводника, для которого характерно расположение уровня Ферми в зоне проводимости (для полупроводника n -типа) или в валентной зоне (полупроводник p -типа). Из рис. 2.7 видно, что электроны из слоя сильнолегированного полупроводника n^+ -типа могут перейти в металл без изменения своей энергии путем туннелирования сквозь потенциальный барьер шириной δ . То же самое может произойти и с электронами проводимости металла.

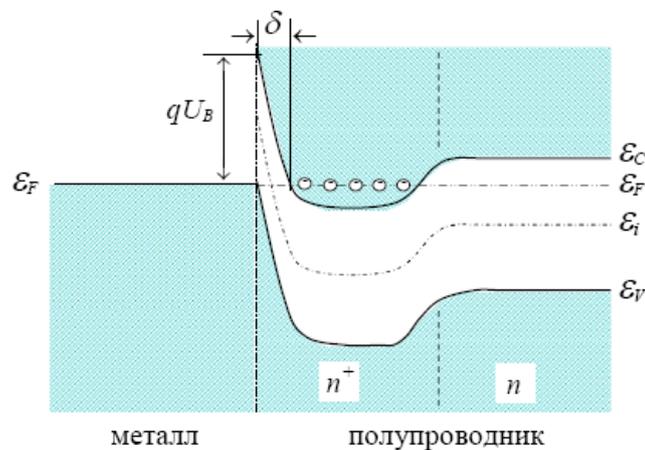


Рис. 2.7. Энергетическая диаграмма трехслойной системы «металл – полупроводник n^+ -типа – полупроводник n -типа»

При достаточно малых вероятности туннелирования электронов из полупроводника в металл и обратно может стать очень высокой и не зависящей от внешнего напряжения, приложенного к переходу «металл – полупроводник». В результате использования сильнолегированного переходного слоя полупроводника влияние контакта «металл – полупроводник» на свойства полупроводниковых приборов может быть сведено к минимуму. Именно такой метод изготовления контактов используют в большинстве полупроводниковых приборов.

2.3. Основные характеристики электронно-дырочного перехода

Выясним, как зависит плотность тока свободных носителей через p - n -переход от величины и полярности внешнего напряжения. Рассмотрим квазинейтральную область с электронной проводимостью (n -область). При термодинамическом равновесии

$$\frac{\partial n}{\partial t} = 0. \quad (2.24)$$

Уравнение для тока дырок в n -области и уравнение непрерывности приобретают следующий вид:

$$J_p = -qD_p \frac{dp}{dx} \quad \text{и} \quad -\frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} - \frac{p - p_0}{\tau_p}. \quad (2.25)$$

Из равенств (2.25) получаем уравнение диффузии свободных носителей (дырок):

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_0}{\tau_p} = 0. \quad (2.26)$$

Решение уравнения диффузии имеет вид:

$$(p - p_0) = \Delta p(x) = A_1 \exp\left(\frac{x}{L_p}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right), \quad (2.27)$$

где L_p – диффузионная длина пути дырок (на этой длине концентрация неосновных дырок уменьшается в e раз из-за процессов рекомбинации):

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}. \quad (2.28)$$

В уравнении (2.27) величины A_1 и A_2 являются постоянными интегрирования [2]. Их можно определить из граничных условий на границе ОПЗ ($x = \delta_n$):

$$\Delta p_{n1}(x' = 0) = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right) - 1 \right]. \quad (2.29)$$

Учтя эти граничные условия, на правой границе ОПЗ получим:

$$J_p(+0) = \frac{qD_p \Delta p_{n1}}{L_p} = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \left[\exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right) - 1 \right]. \quad (2.30)$$

Равенство такого же типа получается для электронного тока на левой границе ОПЗ p - n -перехода (см. рис. 2.1):

$$J_n(-0) = \frac{qD_n \Delta n_{p1}}{L_n} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \left[\exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right) - 1 \right]. \quad (2.31)$$

Общая плотность тока, связанного с переносом заряда свободными носителями обоих типов, определяется равенством:

$$J = J_p(+0) + J_n(-0) = \left(\frac{qD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \right) \left[\exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right) - 1 \right]. \quad (2.32)$$

Если обе части уравнения умножить на величину площади p - n -перехода (2.32) и использовать обозначение

$$I_0 = S \left(\frac{qD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \right), \quad (2.33)$$

то получим уравнение вольтамперной характеристики (ВАХ) p - n -перехода:

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right) - 1 \right]. \quad (2.34)$$

Два пространственных слоя ОПЗ p - n -перехода напоминают обкладки конденсатора с зарядами противоположной полярности. Увеличение обратного напряжения на p - n -переходе будет приводить к увеличению высоты его потенциального барьера и, соответственно, к увеличению создающего барьер заряда ОПЗ. Можно утверждать, что p - n -переход обладает емкостью, которую принято называть барьерной. Она определяется равенством:

$$C_{\text{бар}} = \frac{dQ_{\text{ОПЗ}}}{dU}. \quad (2.35)$$

Поскольку сопротивление области пространственного заряда велико, то эта область может рассматриваться как слой диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ . Прилегающие к ОПЗ слои полупроводника с n - и p -типами проводимости могут рассматриваться как проводящие

обкладки. Поскольку толщина ОПЗ мала, а площадь p - n -перехода велика, то этот конденсатор должен рассматриваться как плоский [5]. Поэтому для емкости рассматриваемой p - n -структуры можно записать:

$$C_{\text{бар}} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}, \quad (2.36)$$

где ε_0 – диэлектрическая постоянная; ε – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводникового материала; d – ширина ОПЗ; S – площадь p - n -перехода. Выясним явный вид зависимости барьерной емкости p - n -перехода от величины и полярности внешнего напряжения. Если к p - n -переходу приложено внешнее напряжение, то выражение (2.9) переходит в равенство:

$$\frac{qN_A}{\varepsilon\varepsilon_0} \delta_p^2 + \frac{qN_D}{\varepsilon\varepsilon_0} \delta_n^2 = U_J - U, \quad (2.37)$$

которое получается аналогично тому, как это было сделано при выводе выражения (2.9). Из (2.37) находим, что толщины заряженных слоев ОПЗ (δ_p и δ_n) зависят от параметров p - n -структуры и от внешнего напряжения:

$$\delta_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 N_D (U_J - U)}{eN_A (N_A + N_D)}}; \quad (2.38)$$

$$\delta_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 N_A (U_J - U)}{eN_D (N_A + N_D)}}. \quad (2.39)$$

В результате для полной ширины ОПЗ имеем равенство:

$$\delta = \delta_p + \delta_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 (U_J - U)}{eN^*}}, \quad (2.40)$$

где с целью упрощения вида выражения использовано обозначение N^* , соответствующее приведенной концентрации примеси:

$$N^* = \frac{N_A N_D}{N_A + N_D}. \quad (2.41)$$

Подставив величину $\delta = d$, определенную равенством (2.40), в выражение (2.36), получим:

$$C_{\text{бар}} = S \sqrt{\frac{e\varepsilon\varepsilon_0 N^*}{2(U_J - U)}}. \quad (2.42)$$

Таким образом, можно записать:

$$C_{\text{бар}} = \frac{K}{\sqrt{(U_J - U)}}. \quad (2.43)$$

При прямом включении p - n -перехода носители диффундируют через барьер и накапливаются в области с противоположным типом проводимости. Количество инжектированного в эту область заряда зависит от величины приложенного к p - n -переходу напряжения. При этом изменение количества инжектированного заряда при изменении приложенного напряжения может характеризоваться емкостью, которую принято называть диффузионной [6]:

$$C_{\text{диф}} = \frac{dQ}{dU}, \quad (2.44)$$

где Q – величина инжектированного заряда, U – внешнее напряжение.

На границе между n -областью и ОПЗ p - n -перехода отклонение концентрации неосновных носителей (дырок) от уровня, который был здесь до приложения внешнего напряжения, будет определяться равенством:

$$\Delta p_n(0) = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right) - 1 \right]. \quad (2.45)$$

Зависимость этой величины от расстояния от границы ОПЗ экспоненциальная:

$$\Delta p_n(x) = \Delta p_{n0} \exp(-x/L_p), \quad (2.46)$$

где L_p – диффузионная длина пути дырок в n -области. Количество инжектированного в n -область заряда находится путем интегрирования по всему объему n -области:

$$Q_p = \int_0^{\infty} q \Delta p_n(x) dx = \int_0^{\infty} q \Delta p_n(0) \exp(-x/L_p) dx. \quad (2.47)$$

После интегрирования (предполагается, что длина n -области во много раз больше диффузионной длины) получим равенство:

$$Q_p = q L_p p_{n0} \left[\exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right) - 1 \right]. \quad (2.48)$$

Подставив последнее равенство в формулу (2.44), находим дырочную составляющую барьерной емкости:

$$C_{p \text{ диф}} = \frac{dQ_p}{dU} = \frac{qP_{n0}L_p}{\Phi_T} \exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right). \quad (2.49)$$

Найдем связь диффузионной емкости со временем жизни дырок. Для этого воспользуемся равенством (см. выражение (2.28)):

$$\tau_p = L_p^2 / D_p. \quad (2.50)$$

В результате получим:

$$C_{p \text{ диф}} = \frac{qP_{n0}L_p^2 D_p}{\Phi_T L_p D_p} \exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right) = \frac{qP_{n0} D_p \tau_p}{\Phi_T L_p} \exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right). \quad (2.51)$$

Обозначив

$$J_{p0} = \frac{qD_p P_{n0}}{L_p}, \quad (2.52)$$

получим искомую связь:

$$C_{p \text{ диф}} = \frac{\tau_p}{\Phi_T} J_{p0} \exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right). \quad (2.53)$$

Поскольку диффузионная емкость возникает при прямом смещении и обычно при этом соблюдается условие $U \gg \Phi_T$, то с хорошей степенью точности можно считать справедливым следующее соотношение плотности дырочного тока через p - n -переход:

$$J_p = J_{p0} \left[\exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right) - 1 \right] \cong J_{p0} \exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right). \quad (2.54)$$

Тогда, учитывая, что для инжектированных в p -область электронов можно записать аналогичное соотношение, получим выражение для всей диффузионной емкости p - n -перехода:

$$C_{\text{диф}} = C_{p \text{ диф}} + C_{n \text{ диф}} = \frac{(J_p \tau_p + J_n \tau_n)}{\Phi_T}. \quad (2.55)$$

Для случая $\tau_p = \tau_n = \tau$ можно записать:

$$C_{\text{диф}} = \frac{J\tau}{\Phi_T}. \quad (2.56)$$

Из равенств (2.55) и (2.56) видно, что диффузионная емкость зависит как от величины прямого тока через p - n -переход, так и от времени жизни носителей заряда (или от глубины проникновения носителей заряда в проводящую область полупроводниковой структуры) [4].

Уменьшение глубины проникновения носителей заряда с повышением частоты внешнего напряжения формально можно описать, если ввести частотно-зависимую диффузионную длину:

$$L_p(\omega) = \frac{L_p^2}{1 + i \cdot \omega \tau_p}, \quad (2.57)$$

где L_p – рассмотренное ранее низкочастотное значение диффузионной длины. В этом случае модуль $L(\omega)$ будет определяться равенством:

$$|L_p(\omega)| = \frac{L_p}{\sqrt{1 + (\omega/\omega_\tau)^2}}. \quad (2.58)$$

Формулы (2.57) и (2.58) позволяют получить частотные зависимости процессов, протекающих в структуре с p - n -переходом.

Вопросы для самопроверки

1. Как образуется p - n -переход?
2. Чему равна высота потенциального барьера p - n -перехода?
3. Что представляет собой объем пространственного заряда p - n -перехода?
4. Как связана ширина p - n -перехода с концентрациями примесей в областях с p - и n -типом проводимости?
5. Чему равна контактная разность потенциалов p - n -перехода?
6. Что происходит с высотой потенциального барьера при приложении к p - n -переходу внешнего напряжения (положительного или отрицательного)?
7. Нарисуйте энергетические диаграммы p - n -перехода при отсутствии внешнего напряжения и при подключении к нему внешнего напряжения (положительного или отрицательного)?
8. Как формулируются граничные условия Шокли?
9. Поясните физический смысл граничных условий Шокли.
10. Нарисуйте график вольтамперной характеристики p - n -перехода.
11. Как зависит ширина p - n -перехода от концентрации донорных и акцепторных примесей в областях с p - и n -типом проводимости?
12. Как связана барьерная емкость p - n -перехода с концентрациями примесей?

13. Как меняется барьерная емкость p - n -перехода под влиянием внешнего напряжения?
14. Нарисуйте вольтфарадную характеристику p - n -перехода.
15. Расскажите, что представляет собой инжекция носителей заряда через p - n -переход.
16. Как связана диффузионная емкость p - n -перехода с временами жизни свободных носителей в p - и n -областях полупроводниковой структуры с p - n -переходом?
17. Как выглядит энергетическая диаграмма p - n -перехода между вырожденными примесными полупроводниками?
18. Покажите, как выглядит вольтамперная характеристика идеального p - n -перехода.
19. Опишите процессы лавинного и теплового пробоя p - n -перехода?
20. Покажите, как выглядит вольтамперная характеристика реального p - n -перехода.
21. Что собой представляет контакт металла с полупроводником?
22. Нарисуйте энергетические диаграммы контактов:
 - а) «металл – полупроводник n -типа»;
 - б) «металл – полупроводник p -типа».
24. Расскажите, как обеспечить высокую проводимость контакта «металл – полупроводник».
25. Как изготавливаются «омические» контакты внешних выводов полупроводниковых приборов с полупроводником?
26. Что представляет собой процесс тунелирования свободных носителей, реализующийся в контакте «металл – полупроводник»?
27. Чему равны высоты энергетических барьеров контактов:
 - а) «металл – полупроводник» со стороны полупроводника;
 - б) «металл – полупроводник» со стороны металла?

3. МОДЕЛИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ И ЭЛЕКТРОННЫХ УЗЛОВ НА ДИОДАХ

3.1. Краткие сведения о полупроводниковых диодах

Полупроводниковым диодом называют полупроводниковый прибор с двумя металлическими выводами и с одним или несколькими $p-n$ -переходами или переходами «металл-полупроводник».

Рассмотрим диоды с одним $p-n$ -переходом. В зависимости от технологических процессов, использованных при изготовлении этих приборов, различают точечные диоды, сплавные и микросплавные, с диффузионной базой, эпитаксиальные и др. В настоящее время наиболее широко применяются микросплавные и мезадиоды (мезаэпитаксиальные), а также диоды с диффузионной базой.

По функциональному назначению диоды делят на выпрямительные, универсальные, импульсные, смесительные, детекторные, модуляторные, переключающие, умножительные, стабилитроны (опорные), туннельные, параметрические, фотодиоды, светодиоды, магнитодиоды, диоды Ганна и др.

На рис. 3.1 приведены условно-графические (УГО) некоторых полупроводниковых диодов.

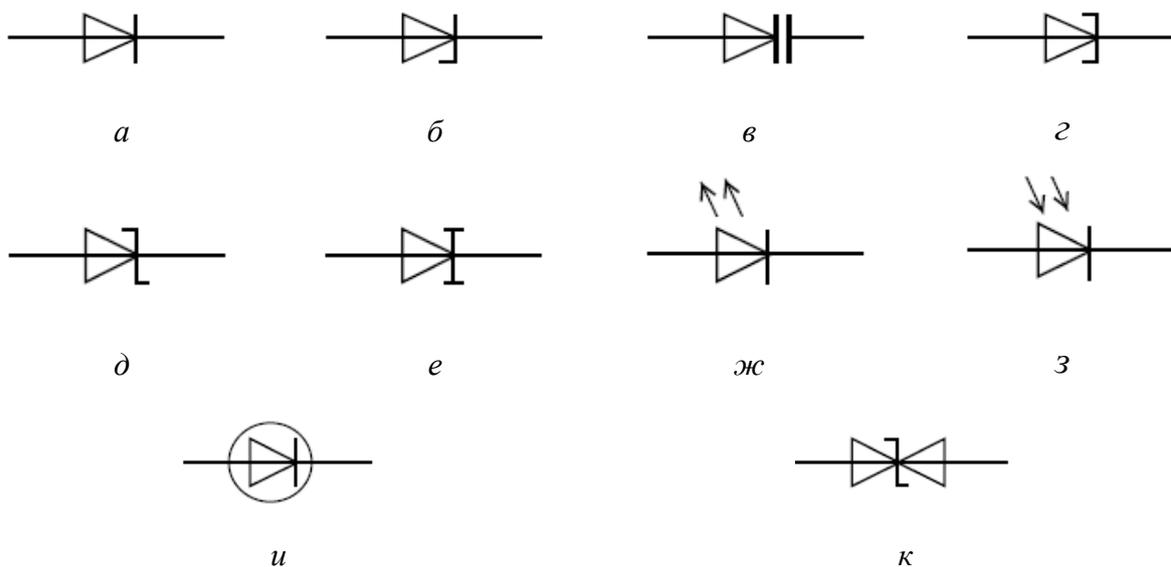


Рис. 3.1. УГО полупроводниковых диодов: *а* – выпрямительные и детекторные диоды; *б* и *к* – одно- и двухполярные стабилитроны; *в* – варикапы; *г* и *е* – туннельные и обращенные диоды; *д* – диоды с барьером Шоттки; *ж* и *з* – свето- и фотодиоды; *и* – сверхвысокочастотные диоды

Большинство полупроводниковых диодов выполняют на основе несимметричных $p-n$ -переходов. Низкоомную область диодов называют эмиттером, а высокоомную – базой [3]. Для создания переходов с вентиляемыми свойствами используют $p-n$ -, $p-i$ -, $n-i$ -переходы, а также переходы «металл – полупроводник». Последние присутствуют во всех диодах, поскольку они необходимы для электрического соединения полупроводниковой части прибора с внешними металлическими выводами.

3.2. Вольтамперные характеристики полупроводниковых диодов

Выше были представлены ВАХ $p-n$ -перехода и перехода «металл-полупроводник». ВАХ реального диода получается с учетом структуры реального диода, содержащего оба вида переходов. Кроме того, должны быть учтены токи утечки и пробойные явления. Поэтому у реальных диодов в качестве одного из основных параметров используют обратный ток $I_{обр}$, который измеряют при определенном значении обратного напряжения. У германиевых диодов $I_{обр} \approx I_T$, у кремниевых – $I_{обр} \gg I_T$. Тепловой ток и остальные составляющие обратного тока сильно зависят от температуры. Для теплового тока справедлива зависимость

$$I_T(T) = I_T(T_0) \exp(\alpha \cdot \Delta T), \quad (3.1)$$

где $\Delta T = T - T_0$; $I_T(T_0)$ – тепловой ток при температуре T_0 ; α – постоянный коэффициент (для германия $\alpha_{Ge} \approx 0,9 \text{ K}^{-1}$ при $T < 350 \text{ K}$, для кремния $\alpha_{Si} \approx 0,13 \text{ K}^{-1}$ при $T < 400 \text{ K}$).

Для инженерных расчетов обратного тока в зависимости от температуры окружающей среды можно пользоваться упрощенным выражением

$$I_{обр}(T) \approx I_{обр}(T_0) \cdot 2^{\Delta T/T^*}, \quad (3.2)$$

где T^* – приращение температуры, при котором обратный ток $I_{обр}(T_0)$ удваивается ($T^* \approx 8...10 \text{ }^\circ\text{C}$ для германия и $T^* \approx 6...7 \text{ }^\circ\text{C}$ для кремния).

С учетом падения напряжения на базе диода запишем уравнение прямой ветви вольтамперной характеристики диода [2]:

$$I = I_T \left[\exp\left(\frac{U - Ir_0}{\Phi_T}\right) - 1 \right], \quad (3.3)$$

где r_0 – омическое сопротивление базы диода. Прологарифмировав выражение (3.3), найдем падение напряжения на диоде:

$$U = \left[\varphi_T \ln \left(\frac{I}{I_T} + 1 \right) \right] + I r_B. \quad (3.4)$$

Для малых токов I имеем выражение

$$U \approx \left[\varphi_T \ln \left(\frac{I}{I_T} + 1 \right) \right]. \quad (3.5)$$

При увеличении температуры прямая ветвь вольтамперной характеристики становится более крутой из-за увеличения I_T и уменьшения сопротивления базы r_B . Падение напряжения, соответствующее тому же значению прямого тока, при этом уменьшается, что оценивается с помощью температурного коэффициента напряжения (ТКН)

$$\varepsilon = \Delta U / \Delta T, \quad (3.6)$$

который показывает, насколько должно измениться напряжение на p - n -переходе при изменении температуры на 1°C при $I = \text{const}$, $\varepsilon = 2,2$ мВ/град.

При расчете параметров электронных устройств, содержащих диоды, используют статическую и динамическую модели [1].

Статические модели полупроводникового диодов применяют в случаях, когда к ним прикладываются постоянные или низкочастотные переменные напряжения. В аналитической форме ВАХ полупроводникового диода обычно записывается в виде следующего равенства:

$$I_d = -I_{0\text{проб}} \left[\exp \left(-\frac{U_d}{\varphi_{\text{проб}}} \right) - 1 \right] + I_{0T} \left[\exp \left(-\frac{U_d}{\varphi_T} \right) - 1 \right] + \frac{U_d}{r_{\text{утеч}}}, \quad (3.7)$$

где I_d – ток, протекающий через диод; U_d – напряжение между выводами диода; $I_{0\text{проб}}$ и $\varphi_{\text{проб}}$ – параметры процесса пробоя p - n -перехода диода (первый имеет размерность тока, а второй – размерность потенциала); I_{0T} – обратный тепловой ток диода; φ_T – тепловой потенциал полупроводника, использованного при изготовлении диода; $r_{\text{утеч}}$ – сопротивление утечек в полупроводниковой структуре диода.

График такой ВАХ представлен на рис. 3.2 (сплошная линия).

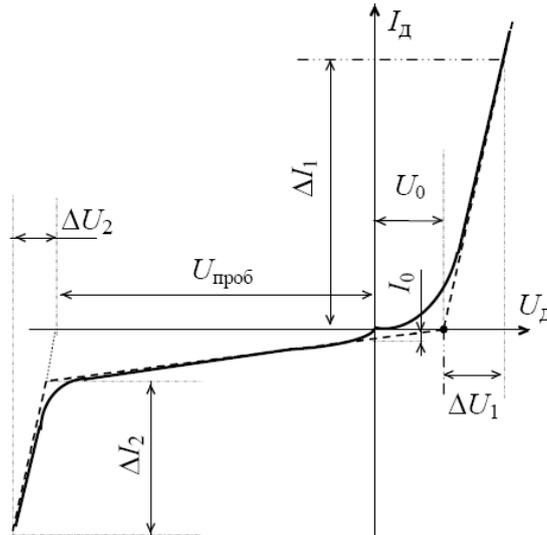


Рис. 3.2. Принцип построения линеаризованной ВАХ полупроводникового диода

В зависимости от диапазона изменения напряжений между выводами диода он может быть описан тремя линейными моделями, представленными на рис. 3.3 и 3.4.

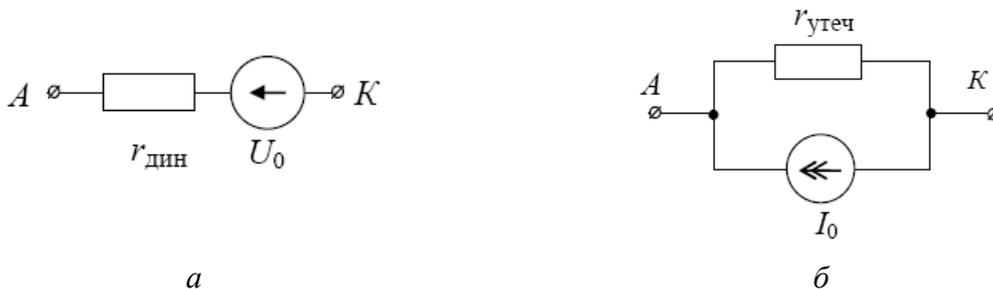


Рис. 3.3. Линейные модели диода: *a* – диапазон напряжений на диоде $U_d \geq U_0$; *б* – $U_{проб} \leq U_d < U_0$

На рис. 3.3, *a* показана статическая модель диода, которая приближенно описывает координаты точек реальной ВАХ диода, лежащие правее вертикали $U_d = U_0$ (см. рис. 3.2). Здесь буквами А и К обозначены соответственно анодный и катодный выводы диода. Параметрами модели являются $r_{дин}$ и U_0 , где согласно рис. 3.2

$$r_{дин} = \Delta U_1 / \Delta I_1. \quad (3.8)$$

В указанном диапазоне напряжений линейная модель диода представляется также аналитической зависимостью между током диода и напряжением на его выводах [1]:

$$U_d = U_0 + I_d r_{дин}. \quad (3.9)$$

В диапазоне напряжений $U_{\text{проб}} \leq U_{\text{д}} < U_0$ линейная модель уже не может даже приближенно описывать координаты точек реальной ВАХ. Поэтому для аппроксимации этого участка ВАХ используют другую приближенную зависимость между током диода и напряжением на его выводах:

$$U_{\text{д}} = -I_{\text{д}} r_{\text{утеч}} + I_0 r_{\text{утеч}}. \quad (3.10)$$

Здесь I_0 определяется токовой координатой точки пересечения аппроксимирующей прямой с вертикальной осью системы координат, а $r_{\text{утеч}}$ – равенством:

$$r_{\text{утеч}} = U_0 / I_0. \quad (3.11)$$

Кроме аналитической зависимости (3.16), линейная модель диода для диапазона напряжений $U_{\text{проб}} \leq U_{\text{д}} < U_0$ представляется схемой, показанной на рис. 3.3, б.

Область пробоя p - n -перехода диода на его реальной ВАХ аппроксимируется моделью, показанной на рис. 3.4.

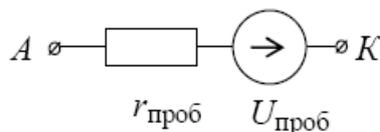


Рис. 3.4. Линейная модель диода для области пробоя его p - n -перехода ($U_{\text{д}} < U_{\text{проб}}$)

Схеме, представленной на рис. 3.4, соответствует равенство

$$U_{\text{д}} = -U_{\text{проб}} - I_{\text{д}} r_{\text{проб}}, \quad (3.12)$$

где согласно рис. 3.2

$$r_{\text{проб}} = \Delta U_2 / \Delta I_2, \quad (3.13)$$

а величина $U_{\text{проб}}$ определяет координату пересечения аппроксимирующей прямой с осью напряжений (см. рис. 3.2).

Динамическая модель полупроводникового диода. Необходимость в динамической модели возникает в тех случаях, когда к диоду приложено высокочастотное переменное напряжение. В динамическую модель диода включают диффузионную и барьерную емкости его p - n -перехода. Диффузионная емкость учитывает процесс накопления неосновных носителей в объеме базы диода, а барьерная емкость необходима для учета того факта,

что при обратном напряжении на диоде его $p-n$ -переход представляет собой плоский конденсатор [5]. Кроме этих емкостей, следует учесть также наличие сопротивлений анодной и базовой областей полупроводниковой структуры диода (r_a и r_b). Кроме того, в модель включают два идеальных диода. Один из них описывает прямую ветвь и часть обратной ветви реальной ВАХ, а другой – ее пробойную часть. Токи этих диодов определяются функциями:

$$I_{д\text{ прям}} = I_{0T} \left[\exp\left(-\frac{U_{д}}{\Phi_T}\right) - 1 \right], \quad (3.14)$$

$$I_{д\text{ проб}} = -I_{0\text{ проб}} \left[\exp\left(-\frac{U_{д}}{\Phi_{\text{проб}}}\right) - 1 \right]. \quad (3.15)$$

Динамическая модель полупроводникового диода представлена на рис. 3.5.

В расчетах частотных свойств полупроводниковых диодов значение барьерной емкости определяют из приближенного равенства:

$$C_{\text{бар}} = \frac{C_{0\text{бар}}}{(1 - U_{д}/\Psi)^\gamma}, \quad (3.16)$$

где $C_{0\text{бар}}$ – значение барьерной емкости в отсутствие внешнего напряжения между выводами диода; Ψ и γ – параметры аппроксимации, причем $\Psi \approx 0$, $\gamma \approx 0,3 \dots 0,5$.

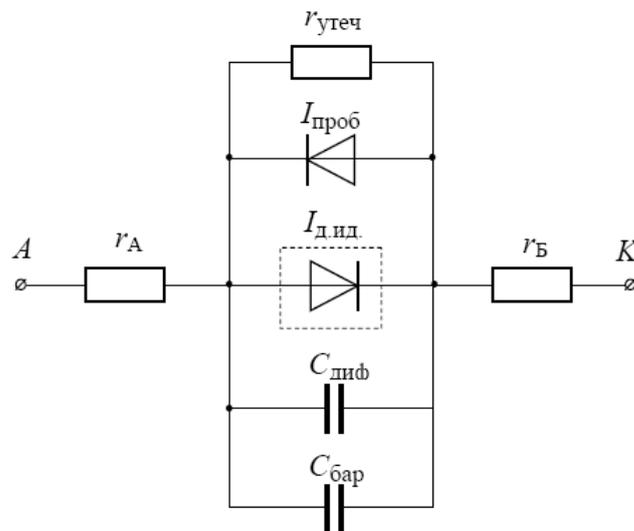


Рис. 3.5. Динамическая модель полупроводникового диода

Величину диффузионной емкости можно найти с помощью следующих приближенных равенств:

$$C_{\text{диф}} = \frac{dQ_{\text{Б}}}{dU_{\text{д}}} \approx \frac{d(I_{\text{д}}\tau_{\text{э}})}{dU_{\text{д}}} \approx \frac{\tau_{\text{э}}(I_{0T} + I_{\text{д}})}{m\phi_T}, \quad (3.17)$$

где $\tau_{\text{э}}$ – время жизни неосновных носителей в базе диода (для диодов с широкой базой) или время пролета носителей через базу (для диодов с узкой базой); $Q_{\text{Б}}$ – заряд, накопленный в базе диода; I_{0T} – обратный тепловой ток диода; ϕ_T – тепловой потенциал полупроводникового материала диода; m – поправочный коэффициент, значение которого близко к единице.

Таким образом, для расчета высокочастотной цепи, содержащей полупроводниковый диод, необходимо знать следующие параметры: $r_{\text{Б}}$, $r_{\text{утеч}}$, $\tau_{\text{э}}$, I_{0T} , ϕ_T , $r_{\text{проб}}$, $I_{0\text{проб}}$, $\phi_{\text{проб}}$, $C_{\text{обар}}$, ψ , γ и m .

3.3. Полупроводниковые диоды и узлы, построенные на их основе

Выпрямительные диоды. Эти диоды предназначены для преобразования переменного тока в постоянный. Обычно к их быстрдействию емкости p - n -перехода и стабильности параметров не предъявляют специальных требований.

Для выпрямительных диодов характерно то, что они имеют малые сопротивления в проводящем состоянии и позволяют пропускать большие токи. Их барьерная емкость из-за большой площади p - n -переходов велика и достигает значений десятков пикофарад [3]. Германиевые выпрямительные диоды могут быть использованы при температурах, не превышающих 70...80 °С, кремниевые – до 120...150 °С, арсенид-галлиевые – до 150 °С.

Основные параметры выпрямительных диодов:

1) максимально допустимое обратное напряжение диода $U_{\text{обр.макс}}$ – значение напряжения, приложенного в обратном направлении, которое диод может выдержать в течение длительного времени без нарушения его работоспособности (от десятков до тысяч В);

2) средний выпрямленный ток диода $I_{\text{ср.выпр}}$ – среднее за период значение выпрямленного постоянного тока, протекающего через диод (от сотен мА до десятков А);

3) импульсный прямой ток диода $I_{\text{имп.пр}}$ – пиковое значение импульса тока при заданной максимальной длительности, скважности и форме импульса;

4) средний обратный ток диода $I_{\text{ср.обр}}$ – среднее за период значение обратного тока (доли мкА – несколько мА);

5) среднее прямое напряжение диода при заданном среднем значении прямого тока $U_{\text{прям}}$;

6) средняя рассеиваемая мощность диода $P_{\text{ср}}$ – средняя за период мощность, рассеиваемая диодом, при протекании тока в прямом и обратном направлениях (от сотен мВт до десятков Вт);

7) дифференциальное сопротивление диода $r_{\text{диф}}$ – отношение приращения напряжения на диоде к вызвавшему его малому приращению тока (от единиц до сотен Ом).

Коротко рассмотрим наиболее распространенные схемы выпрямителей напряжения, построенные на полупроводниковых диодах.

В зависимости от мощности нагрузки и требований к амплитуде пульсаций выходного напряжения в схемах источников питания современной радиоэлектронной аппаратуры встречаются однофазные однополупериодные и двухполупериодные (для нагрузок малой и средней мощности) и трехфазные (для нагрузок большой мощности) выпрямители напряжения.

На рис. 3.6 представлена схема однополупериодного выпрямителя.

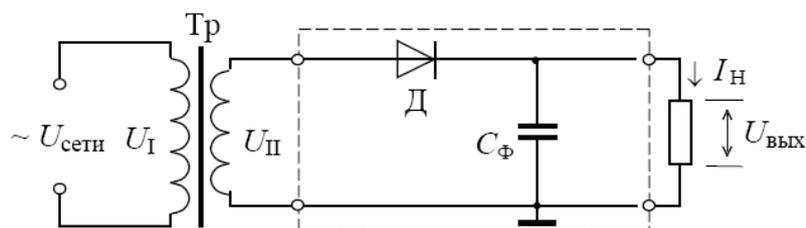


Рис. 3.6. Схема однополупериодного выпрямителя с согласующим трансформатором и фильтрующим конденсатором

Представленный на рис. 3.6 выпрямитель питается от промышленной сети. Поскольку напряжение в сети чаще всего не соответствует требуемой величине напряжения на нагрузке R_H , используется согласующий трансформатор с необходимым коэффициентом трансформации. Электрическая емкость C_{Φ} нужна для уменьшения пульсаций напряжения на нагрузке. Вместе с сопротивлением вторичной обмотки трансформатора Tr , динамическим сопротивлением полупроводникового диода D и сопротивлением нагрузки R_H эта емкость образует фильтр низких частот [2]. Сам выпрямитель (прямоугольник, очерченный пунктирной линией на рис. 3.6) содержит лишь две детали – диод D и емкость фильтра C_{Φ} .

На рис. 3.7 изображены временные диаграммы напряжений на входе и выходе выпрямителя. Видно, что входное напряжение выпрямителя (напряжение U_{II} , снимаемое со вторичной обмотки трансформатора Тр) имеет синусоидальную форму (рис. 3.7, а). Временная зависимость его выходного напряжения (напряжения на нагрузке U_H) зависит от того, используется ли в выпрямителе конденсатор фильтра C_{Φ} (рис. 3.7, б).

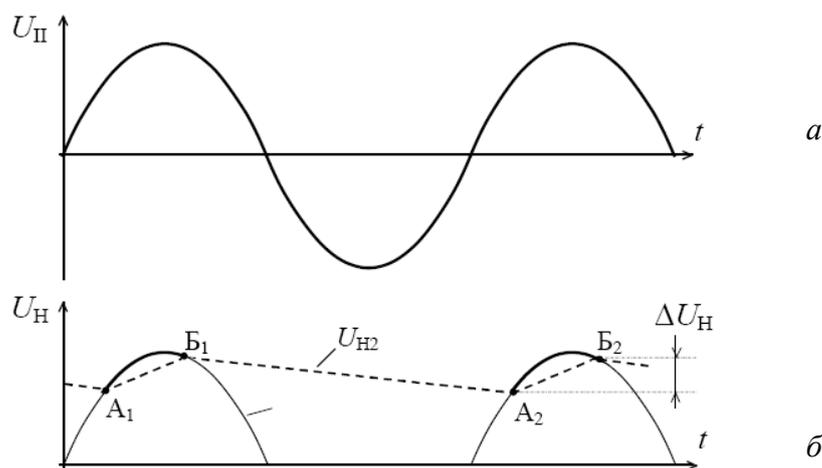


Рис. 3.7. Диаграммы входного (а) и выходного (б) напряжений однополупериодного выпрямителя

На рис. 3.7, б сплошными линиями показана форма выходного напряжения выпрямителя при отсутствии конденсатора C_{Φ} . Видно, что в пределах каждого отрицательного полупериода напряжения U_{II} выходное напряжение $U_H = 0$. Ясно, что такое напряжение совершенно не годится для питания радиоэлектронной аппаратуры. Однако ситуация значительно улучшается при использовании фильтрующего конденсатора. В этом случае форма напряжения U_H будет иметь вид, представленный ломанной пунктирной линией.

Восходящие отрезки A_1B_1 и A_2B_2 на пунктирной линии соответствуют интервалам времени, в течение которых происходит заряд конденсатора C_{Φ} частью тока, протекающим через выпрямительный диод Д (другая часть – это ток, протекающий в течение этого же отрезка времени через сопротивление нагрузки R_H). Нисходящие отрезки B_iA_{i+1} ($i = 1, 2, \dots$) соответствуют разряду этого конденсатора через сопротивление нагрузки R_H . Очевидно, что разряд будет протекать медленнее, если емкость конденсатора C_{Φ} увеличить. Таким образом можно снизить пульсации выходного напряжения выпрямителя, определяемые как $\Delta U_H = U_H(A_i) - U_H(B_i)$.

В случае повышенной мощности, потребляемой нагрузкой, для сглаживания выходного напряжения однополупериодного выпрямителя требуются конденсаторы с очень большой величиной емкости. Поскольку такие конденсаторы имеют слишком большие габариты и высокую стоимость, применение однополупериодных выпрямителей в таких случаях становится нецелесообразным [5].

Двухполупериодный выпрямитель, схема которого представлена на рис. 3.8 в пределах площади прямоугольника, очерченного пунктирной линией, позволяет достичь лучшего сглаживания выходного напряжения. В таком выпрямителе эффективно используются как полупериоды положительного входного напряжения, так и отрицательные полупериоды. Действительно, в положительном полупериоде напряжения U_{II} ток течет по следующему пути: от верхнего вывода вторичной обмотки трансформатора Тр через диод D_2 , сопротивление нагрузки R_H и диод D_4 к нижнему выводу этой же обмотки. В отрицательном полупериоде – от нижнего вывода вторичной обмотки Тр через диод D_3 , нагрузку R_H и диод D_1 к верхнему выводу указанной обмотки.

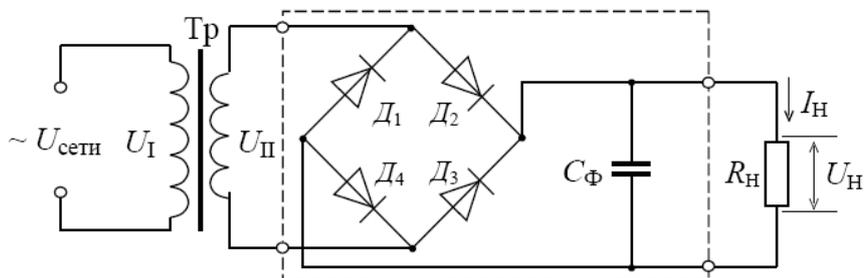


Рис. 3.8. Схема двухполупериодного выпрямителя с согласующим трансформатором и фильтрующим конденсатором

Таким образом, через нагрузку R_H ток I_H течет в случае обоих полупериодов в одном и том же направлении (сверху – вниз), создавая падение напряжения одной полярности.

Как и в однополупериодном выпрямителе здесь используется конденсатор фильтра $C_Ф$. При отсутствии этого конденсатора (рис. 3.9) пульсации выходного напряжения достигают 100 %, в то время как использование конденсатора достаточно большой емкости может позволить снизить пульсации до 2...3 %.

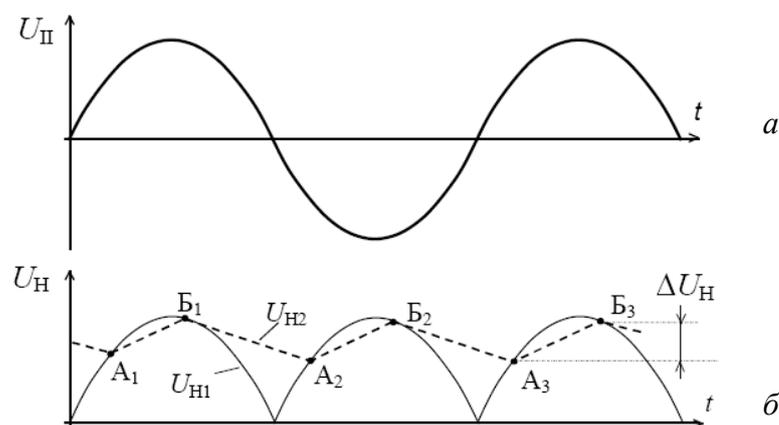


Рис. 3.9. Диаграммы входного и выходного напряжений двухполупериодного выпрямителя

Импульсные диоды имеют малую длительность переходных процессов и предназначены для работы в цепях с импульсными токами и напряжениями, а также в цифровой электронике. От выпрямительных диодов они отличаются малыми емкостями p - n -перехода (доли пикофарад) и рядом параметров, определяющих переходные характеристики диода. Уменьшение емкостей достигается за счет уменьшения площади p - n -перехода, поэтому допустимые мощности рассеяния у них невелики (30...40 мВт).

Основные параметры импульсных диодов:

- 1) общая емкость диода C_d (доли пФ – несколько пФ);
- 2) максимальное импульсное прямое напряжение $U_{пр.и.макс}$;
- 3) максимально допустимый импульсный ток $I_{пр.и.макс}$;

4) время установления прямого напряжения диода $t_{уст}$ – интервал времени от момента подачи импульса прямого тока на диод до достижения заданного значения прямого напряжения на нем – зависит от скорости движения внутрь базы инжектированных через переход неосновных носителей заряда, в результате которого наблюдается уменьшение ее сопротивления (доли нс – доли мкс);

5) время восстановления $t_{восст}$ обратного сопротивления диода – интервал времени, прошедший с момента прохождения тока через нуль после изменения полярности приложенного напряжения до момента, когда обратный ток достигнет заданного малого значения порядка $0,1I$ (I – ток при прямом напряжении). $t_{восст}$ имеет значения от долей нс до долей мкс.

В цифровой электронике импульсные диоды используются в схемах электронных диодных ключей. На рис. 3.10 представлены схемы, которые реализуют логические функции «2-И» и «2-ИЛИ». Поскольку входными сигналами здесь являются импульсы с крутыми фронтами, диоды должны иметь достаточно малые времена установления прямого напряжения и восстановления обратного сопротивления [4].

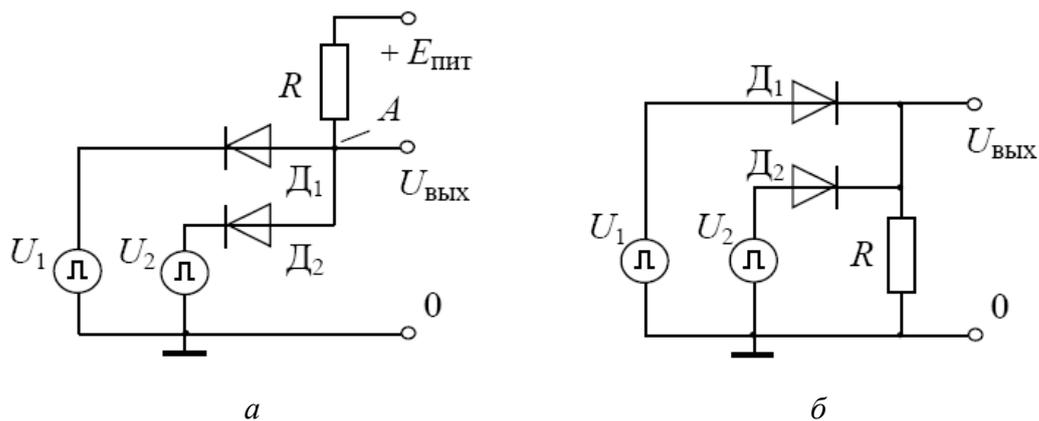


Рис. 3.10. Схемы диодных ключей, реализующих логические функции «2-И» (а) и «2-ИЛИ» (б)

Схема «2-И» (рис. 3.10, а) часто используется как электронный ключ, предназначенный для управления передачей последовательностей однополярных импульсов напряжения от источника (например, генератора периодических импульсов) к потребителю (например, на вход какого-либо счетчика импульсов). Для этого один из входов схемы «2-И» используют в качестве управляющего, а на другой подают передаваемую последовательность импульсов. Управляющий сигнал (например, U_2) должен быть двухуровневым: нижний уровень – 0 В, напряжение верхнего уровня соответствует амплитуде передаваемых импульсов.

При подаче на управляющий вход сигнала низкого уровня ($U_2 = 0$) через сопротивление R и диод D_2 потечет ток, причем почти все напряжение $E_{\text{пит}}$ будет падать на сопротивлении R . Следовательно, потенциал узла A (соответствующий напряжению $U_{\text{вых}}$) будет выше нуля лишь на малую величину прямого падения напряжения на диоде D_2 . Очевидно, что этот потенциал заметным образом не изменится при низком уровне передаваемого сигнала ($U_1 = 0$). Он станет таким же и при высоком уровне U_1 , поскольку в такой ситуации диод D_1 будет заперт отрицательным падением напряжения на диоде.

Если на управляющий вход будет подан сигнал высокого уровня, то напряжение на выходе рассматриваемой схемы будет определяться напряжением передаваемого сигнала. Другими словами, передаваемый сигнал будет «проходить» без заметных изменений с входа схемы на его выход.

Схема «2-ИЛИ» (рис. 3.10, б) может быть использована в тех случаях, когда необходимо наложить друг на друга импульсные однополярные сигналы U_1 и U_2 от двух независимых источников, подавая их на один

и тот же вход какого-либо цифрового устройства. Если выходы источников не развязать друг от друга диодами D_1 и D_2 , может произойти недопустимая перегрузка одного из источников при несовпадении уровней сигналов U_1 и U_2 на их выходах.

Полупроводниковые стабилитроны, называемые иногда опорными диодами, предназначены для стабилизации напряжений. Их работа основана на использовании явления электрического пробоя $p-n$ -перехода при включении диода в обратном направлении и его малом дифференциальном сопротивлении в области пробоя [2].

Основные параметры стабилитронов:

1) напряжение стабилизации $U_{ст}$ – падение напряжения на стабилитроне при протекании заданного тока стабилизации (от нескольких до сотен вольт);

2) максимальный ток стабилизации $I_{ст.макс}$ (от нескольких мА до нескольких А);

3) минимальный ток стабилизации $I_{ст.мин}$ (от долей до десятков мА);

4) дифференциальное сопротивление $r_{диф}$, которое определяется при заданном значении тока на участке (от долей до тысяч Ом);

5) температурный коэффициент напряжения стабилизации $\alpha_{ст}$ – относительное изменение напряжения стабилизации при изменении температуры окружающей среды на ΔT ($\alpha_{ст}$ равно тысячным долям процента).

Принципиальная схема маломощного стабилизатора напряжения на полупроводниковом стабилитроне приведена на рис. 3.11. Рассмотрим принцип его работы, используя метод линеаризованной ВАХ.

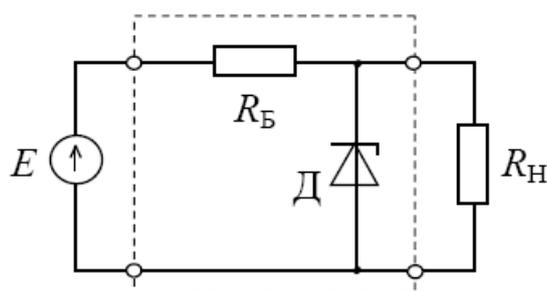


Рис. 3.11. Схема параметрического стабилизатора со стабилитроном в качестве нелинейного элемента

Линеаризованная схема замещения, соответствующая заданной нелинейной схеме, представлена на рис. 3.12. При ее построении учли тот факт, что рабочая точка стабилитрона должна находиться в области пробоя

его p - n -перехода [3]. При этом ток стабилитрона не должен быть меньше справочного значения его минимального тока (только в таком случае стабилитрон будет обеспечивать достаточно высокий коэффициент стабилизации напряжения на нагрузке).

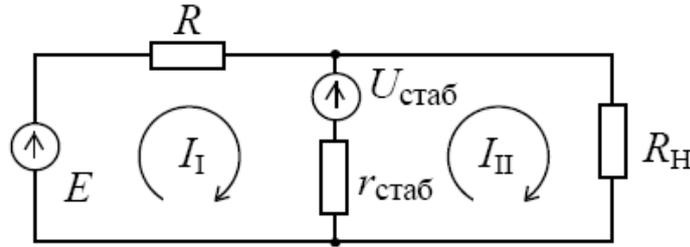


Рис. 3.12. Линеаризованная схема замещения стабилизатора

Используя метод контурных токов, из полученной схемы (рис. 3.12) получаем два уравнения:

$$I_{\text{I}}(R + r_{\text{стаб}}) - I_{\text{II}}r_{\text{стаб}} = E - U_{\text{стаб}}; \quad (3.18)$$

$$I_{\text{II}}(r_{\text{стаб}} + R) - I_{\text{I}}r_{\text{стаб}} = U_{\text{стаб}}. \quad (3.19)$$

Из уравнения (3.19) находим:

$$I_{\text{II}}(r_{\text{стаб}} + R) = U_{\text{стаб}} + I_{\text{I}}r_{\text{стаб}},$$

$$I_{\text{II}} = \frac{U_{\text{стаб}} + I_{\text{I}}r_{\text{стаб}}}{r_{\text{стаб}} + R} = \frac{U_{\text{стаб}}}{r_{\text{стаб}} + R} + I_{\text{I}} \frac{r_{\text{стаб}}}{r_{\text{стаб}} + R}.$$

Подставив этот результат в уравнение (3.18), имеем:

$$I_{\text{I}}(R + r_{\text{стаб}}) - \frac{U_{\text{стаб}} + I_{\text{I}}r_{\text{стаб}}}{r_{\text{стаб}} + R} r_{\text{стаб}} = E - U_{\text{стаб}},$$

$$I_{\text{I}}(R + r_{\text{стаб}}) - \frac{I_{\text{I}}r_{\text{стаб}}}{r_{\text{стаб}} + R} r_{\text{стаб}} = E - U_{\text{стаб}} + \frac{U_{\text{стаб}}}{r_{\text{стаб}} + R} r_{\text{стаб}},$$

$$I_{\text{I}} \frac{(r_{\text{стаб}} + R)^2 - r_{\text{стаб}}r_{\text{стаб}}}{r_{\text{стаб}} + R} = \frac{(E - U_{\text{стаб}})(r_{\text{стаб}} + R) + U_{\text{стаб}}r_{\text{стаб}}}{r_{\text{стаб}} + R},$$

$$I_{\text{I}} = \frac{(E - U_{\text{стаб}})(r_{\text{стаб}} + R) + U_{\text{стаб}}r_{\text{стаб}}}{(r_{\text{стаб}} + R)^2 - r_{\text{стаб}}r_{\text{стаб}}} = \frac{E(r_{\text{стаб}} + R) - U_{\text{стаб}}R}{(2r_{\text{стаб}} + R)R},$$

откуда получим

$$I_{II} = \frac{U_{\text{стаб}}}{r_{\text{стаб}} + R} + \frac{E(r_{\text{стаб}} + R) - U_{\text{стаб}}R}{(2r_{\text{стаб}} + R)R} \frac{r_{\text{стаб}}}{(r_{\text{стаб}} + R)} =$$

$$= \frac{U_{\text{стаб}}}{r_{\text{стаб}} + R} + \frac{Er_{\text{стаб}}}{(2r_{\text{стаб}} + R)R} - \frac{U_{\text{стаб}}Rr_{\text{стаб}}}{(2r_{\text{стаб}} + R)(r_{\text{стаб}} + R)R}.$$

Изменение тока через нагрузку ($\Delta I_{II} = I_{II\text{макс}} - I_{II\text{мин}}$) будет определяться изменением второго слагаемого в последнем равенстве:

$$\Delta I_{II} = \Delta E \frac{r_{\text{стаб}}}{(2r_{\text{стаб}} + R)R},$$

откуда видно, что при $r_{\text{стаб}} = 0$ нестабильность тока ΔI_{II} в нагрузочном сопротивлении равна нулю в случае любой нестабильности ΔE входного напряжения. Это значит, что в таком идеальном случае и напряжение на нагрузке совершенно стабильно:

$$\Delta U_{H} = \Delta I_{II} R_{H} = 0.$$

Учитывая, что $r_{\text{стаб}} \ll R_{H}$, получим:

$$\Delta U_{H} = \Delta E \frac{r_{\text{стаб}} \cdot R_{H}}{(2r_{\text{стаб}} + R)R} \approx r_{\text{стаб}} \frac{R_{H}}{R^2}.$$

Последнее равенство говорит о том, что при неизменных значениях $r_{\text{стаб}}$ и R_{H} стабильность выходного напряжения быстро растет с увеличением балластного сопротивления R . Но при этом резко снижается КПД стабилизатора.

Варикапы – это полупроводниковые приборы, предназначенные для использования в качестве управляемых электрическим напряжением емкостей. Принцип их действия основан на том, что ширина электронно-дырочного перехода и его емкость зависят от приложенного к нему напряжения. Эти приборы используются для автоматической перестройки параметров резонансных LC -контуров.

Основные параметры варикапов и их значения:

1) общая емкость C_{B} – емкость, измеренная между выводами варикапа при заданном обратном напряжении (от десятков до сотен пФ);

2) коэффициент перекрытия по емкости – отношение емкостей варикапа при двух заданных значениях обратных напряжений (от нескольких единиц до нескольких десятков единиц);

3) сопротивление потерь r_{Π} – суммарное активное сопротивление, включая сопротивление кристалла, контактных соединений и выводов варикапа;

4) добротность Q_B – отношение реактивного сопротивления варикапа X_C на заданной частоте переменного сигнала к сопротивлению потерь r_{Π} при заданном значении емкости или обратного напряжения (от десятков до сотен единиц): $Q_B = X_C / r_{\Pi}$;

5) температурный коэффициент емкости (ТКЕ) α_{CT} – отношение относительного изменения емкости к вызывавшему его абсолютному изменению температуры окружающей среды [1].

Рассмотрим работу схемы LC -контра с электронной перестройкой резонансной частоты (рис. 3.13). В этой схеме перестройка частоты контра осуществляется с помощью варикапа. Согласно вольт-фарадной характеристике (ВФХ) варикапа (рис. 3.14) заштрихованная область соответствует области рабочих значений его емкости и управляющих напряжений.

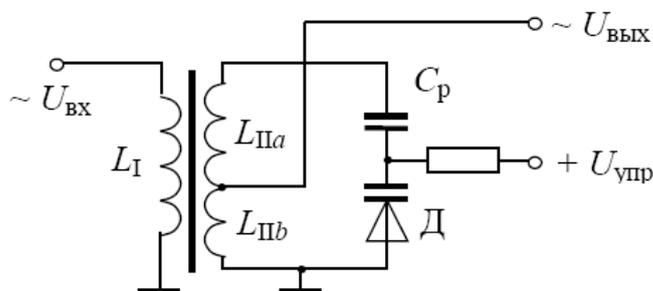


Рис. 3.13. Схема колебательного контра с варикапом в качестве перестраиваемой емкости

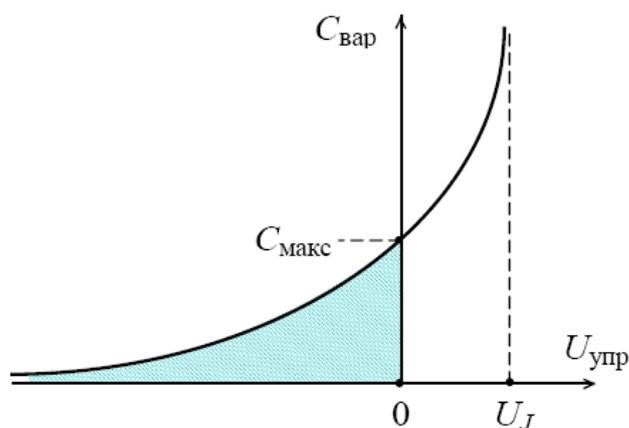


Рис. 3.15. ВФХ варикапа

В рассматриваемой схеме входное переменное напряжение перестраиваемого контура подается на индуктивность L_I , представляющую собой первичную обмотку высокочастотного трансформатора. Вторичной обмоткой этого трансформатора является индуктивность контура L_{II} , параллельно которой включена последовательная цепочка из разделительного электрического конденсатора C_p и емкости варикапа D ($C_{\text{вар}}$). Конденсатор C_p необходим для предотвращения замыкания емкости варикапа по постоянному току, поскольку в его отсутствие индуктивность L_{II} оказывается включенной параллельно варикапу. Обычно значения емкостей C_p и $C_{\text{вар.макс}}$ выбираются исходя из соотношения $C_p \gg C_{\text{вар.макс}}$.

Вопросы для самопроверки

1. Опишите переходные процессы, происходящие в p - n -переходе диода:
 - а) при его включении;
 - б) при переключении полярности приложенного к диоду внешнего напряжения;
 - в) при его выключении.
2. Как меняются выпрямительная способность диода с повышением частоты выпрямляемого напряжения?
3. С какой целью строятся модели электронных приборов?
4. Что представляют собой статические линейные модели диодов?
5. Какие свойства диода описывает его зарядоуправляемая модель?
6. Приведите схему статической нелинейной модели диода.
7. Какая формула соответствует аналитической форме представления статической нелинейной модели диода?
8. Как выглядит схема динамической модели диода?
9. Чем отличаются друг от друга диоды: импульсные, туннельные, выпрямительные, детекторные, варикапы, стабилитроны?
10. Нарисуйте схему и временные диаграммы работы однополупериодного и двухполупериодного выпрямителей.
11. Как можно уменьшить пульсации напряжения на выходе диодного выпрямителя?
12. Опишите работу двухполупериодного выпрямителя без нагрузки и с нагрузкой.

13. Укажите пределы изменения:

а) среднего значения выходного напряжения выпрямителя при изменениях сопротивления нагрузки;

б) напряжения на входе параметрического стабилизатора.

14. Нарисуйте схемы:

а) диодного логического элемента «3-И»;

б) параметрического стабилизатора напряжения.

15. Как зависит коэффициент стабилизации параметрического стабилизатора напряжения от нагрузки?

16. Нарисуйте вольт-фарадную характеристику варикапа и укажите на ней область рабочих значений управляющего напряжения.

17. Объясните, почему к варикапу нельзя прикладывать положительное напряжение.

18. Как подключается варикап к управляемому им колебательному контуру?

4. БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ: ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ И МОДЕЛИ ТРАНЗИСТОРОВ И ТРАНЗИСТОРНЫХ УЗЛОВ

В зависимости от принципа действия и конструктивных признаков транзисторы подразделяются на два больших класса: биполярные и полевые.

Биполярными транзисторами называют полупроводниковые приборы, работа которых базируется на явлениях инжекции неосновных носителей заряда через p - n -переходы и экстракции этих носителей заряда. В своей полупроводниковой структуре они содержат два или более взаимодействующих электрических p - n -переходов и, соответственно, три (или более) внешних выводов.

В настоящее время широко используют биполярные транзисторы с двумя p - n -переходами, к которым чаще всего и относят этот термин. Они состоят из чередующихся областей (слоев) полупроводника, имеющих электропроводности различных типов. В зависимости от типа электропроводности наружных слоев различают транзисторы p - n - p - и n - p - n -типов.

4.1. Полупроводниковая структура и процессы управляемого переноса заряда в биполярных транзисторах

На рис. 4.1 представлены упрощенные структуры биполярных n - p - n - и p - n - p -транзисторов. УГО этих транзисторов показаны на рис. 4.2.

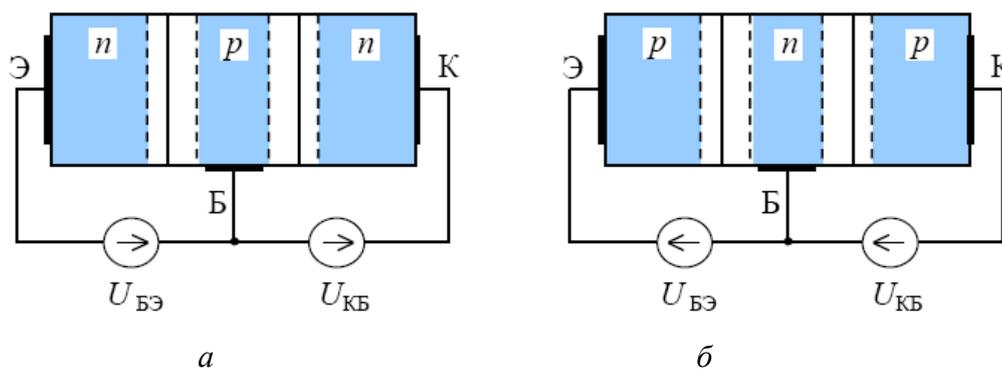


Рис. 4.1. Упрощенные структуры биполярных n - p - n - (а) и p - n - p -транзисторов (б)

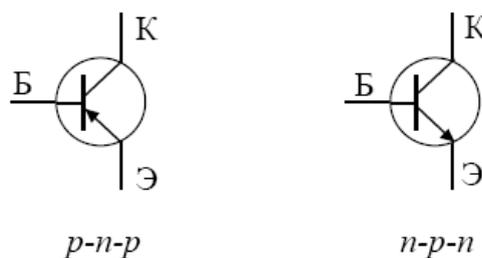


Рис. 4.2. УГО биполярных транзисторов

При подключении напряжений к отдельным слоям биполярного транзистора оказывается, что к одному переходу приложено прямое напряжение, к другому – обратное. При этом переход, к которому при нормальном включении приложено прямое напряжение, называют эмиттерным, а соответствующий наружный слой – эмиттером (Э), средний слой – базой (Б). Второй переход, смещенный приложенным напряжением в обратном направлении, называют коллекторным, а соответствующий наружный слой – коллектором (К).

Однотипность слоев коллектора и эмиттера позволяет при включении менять их местами. Такое включение называется инверсным. При инверсном включении параметры реального транзистора существенно отличаются от параметров при нормальном включении.

Типовые структуры некоторых биполярных транзисторов, изготовленных по различным технологиям с использованием кристаллов германия (Ge) или кремния (Si), приведены на рис. 4.3. Электроды, необходимые для припайки внешних выводов и обеспечения контакта определенных областей полупроводниковой структуры транзистора с этими выводами, изготавливаются из металла (в некоторых транзисторах из индия (In)). На рис. 4.3, б и в электроды представлены широкими черными линиями.

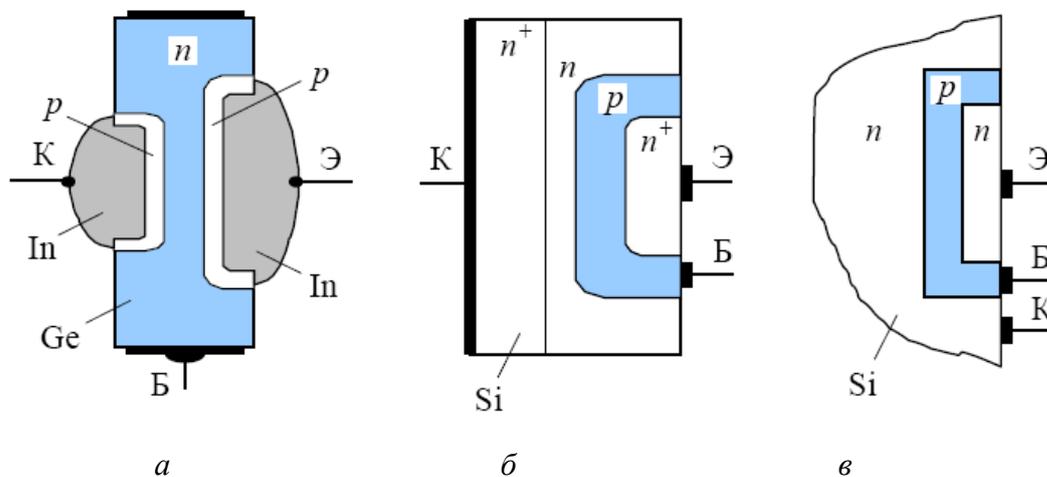


Рис. 4.3. Схемы полупроводниковых структур биполярных транзисторов: а – сплавленного; б – эпитаксиально-диффузионного; в – планарного

В зависимости от технологии изготовления транзистора концентрация примесей в базе может быть распределена равномерно или неравномерно. При равномерном распределении внутреннее электрическое поле отсутствует, и неосновные носители заряда, попавшие в базу, движутся в ней вследствие процесса диффузии. Такие транзисторы называют диффузионными или бездрейфовыми [3].

При неравномерном распределении концентрации примесей в базе возникает внутреннее электрическое поле (при сохранении в целом электронейтральности базы), и неосновные носители заряда движутся в ней в результате дрейфа и диффузии, причем дрейф играет доминирующую роль. Такие транзисторы называют дрейфовыми. Понятие «диффузионный транзистор» отражает основные процессы, происходящие в базе, поэтому его не следует путать с технологическим процессом получения $p-n$ -переходов.

При изготовлении транзисторов эмиттер и коллектор выполняют низкоомными, а базу – относительно высокоомной (от десятков до сотен Ом). При этом удельное сопротивление области эмиттера несколько меньше, чем области коллектора.

Рассмотренные выше положения для единичного $p-n$ -перехода транзистора справедливы и для каждого из $p-n$ -переходов. В равновесном состоянии наблюдается динамическое равновесие между потоками дырок и электронов, протекающими через каждый $p-n$ -переход, и результирующие токи равны нулю.

При подключении к электродам транзистора напряжений $U_{ЭБ1}$ и $U_{КБ1}$ (рис. 4.4) эмиттерный переход смещается в прямом направлении, а коллекторный – в обратном. В результате снижения потенциального барьера дырки из области эмиттера диффундируют через $p-n$ -переход в область базы (инжекция дырок), а электроны – из области базы в область эмиттера.

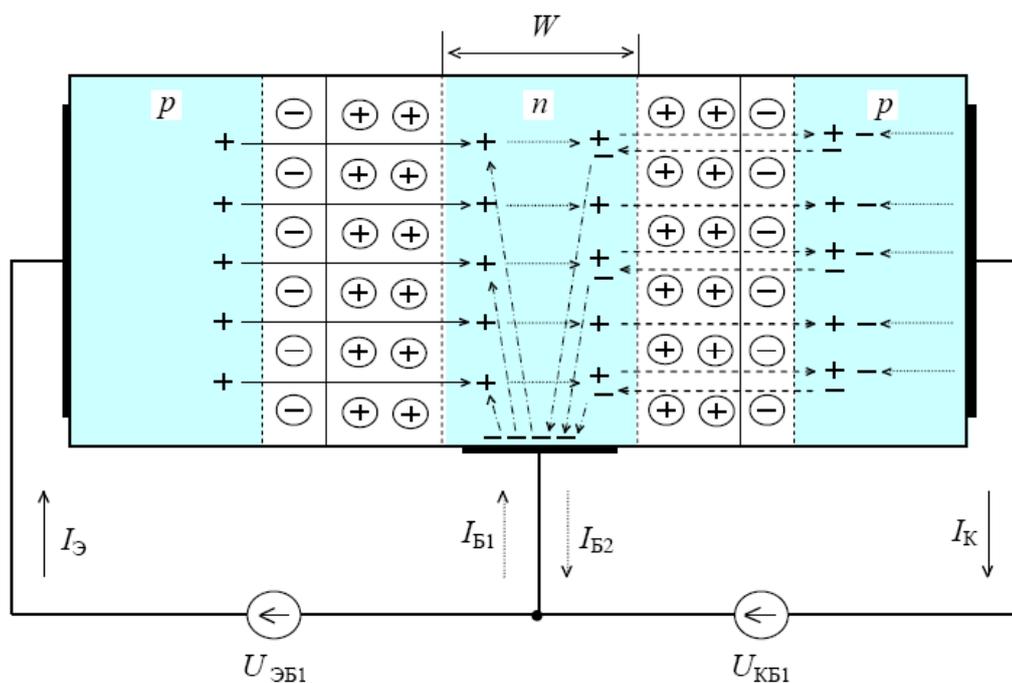


Рис. 4.4. Схема движения носителей заряда в биполярном транзисторе

Обычно уровни легирования эмиттерной и коллекторной областей полупроводниковой структуры транзистора делают значительно более высокими, чем уровень легирования базы. По этой причине дырочный поток носителей заряда через эмиттерный p - n -переход преобладает над электронным. Этот факт дает возможность в первом приближении пренебрегать электронной частью тока через эмиттерный p - n -переход. Для количественной оценки составляющих полного тока p - n -перехода используют коэффициент инжекции

$$\gamma = \frac{I_{Эp}}{I_{Эp} + I_{Эn}} \approx \frac{I_{Эp}}{I_{Э}}, \quad (4.1)$$

где $I_{Эp}$ и $I_{Эn}$ – дырочная и электронная составляющие тока p - n -перехода; $I_{Э}$ – полный ток p - n -перехода.

Дырки, инжектированные из эмиттера в базу, создают вблизи p - n -перехода в базовой области электрический заряд, который в течение времени $(3...5)\tau_e$ компенсируется электронами, приходящими из внешней цепи от источника $U_{ЭБ1}$ (пути движения этих электронов показаны на рис. 4.4 штрих-пунктирными стрелками). Аналогично заряд неосновных носителей (электронов) в эмиттере компенсируется дополнительными дырками, но так как инжекция приближается к односторонней, то эти процессы можно не рассматривать. Приход электронов в базу из внешней цепи создает в последней электрический ток $I_{Б1}$, который направлен из базы [2].

Вследствие разности концентраций (в диффузионных транзисторах) и внутреннего электрического поля (в дрейфовых транзисторах) инжектированные в базу носители заряда и носители отрицательного заряда, компенсировавшие заряд инжектированных дырок и тем самым обеспечившие электронейтральность базы, движутся в глубь ее по направлению к коллектору. Если бы база была достаточно толстой ($W > 3L$), то все инжектированные носители заряда рекомбинировали бы в ней. Таким образом, в области, прилегающей к коллекторному p - n -переходу, их концентрация стала бы равновесной. Тогда через коллекторный переход протекал бы обратный ток, равный току обратносмещенного p - n -перехода. Однако во всех реальных транзисторах ширина базы W во много раз меньше диффузионной длины, т. е. $W \ll 0,2L$. Поэтому время жизни неосновных носителей заряда в базе во много раз больше времени, необходимого для прохождения ими базы. Большинство дырок, инжектированных в нее, не успевают рекомбинировать

с электронами и, попав вблизи коллекторного p - n -перехода в ускоряющее электрическое поле этого перехода, втягиваются в коллектор (экстракция дырок). Электроны, число которых равно числу дырок, ушедших через коллекторный переход, в свою очередь уходят через базовый вывод, создавая ток $I_{Б2}$, направленный в базу транзистора.

Таким образом, ток через базовый вывод транзистора определяют две встречно направленные составляющие тока. Если бы в базе процессы рекомбинации отсутствовали, то эти токи были бы равны между собой, а результирующий ток базы был бы равен нулю. Но так как процессы рекомбинации имеются в любом реальном транзисторе, то ток эмиттерного p - n -перехода несколько больше тока коллекторного p - n -перехода. Отношение числа неосновных носителей заряда, достигших коллекторного перехода транзистора, к числу инжектированных через эмиттерный переход дырок определяет коэффициент переноса:

$$k = \frac{p_{К1}}{p_{Э1}} = \frac{I_{Кp}}{I_{Эp}}, \quad (4.2)$$

где $p_{К1}$ и $p_{Э1}$ – концентрация дырок, прошедших через коллекторный и эмиттерный переходы; $I_{Кp}$ и $I_{Эp}$ – токи коллекторного и эмиттерного переходов, созданные дырками [4].

Дырки в базе являются неосновными носителями заряда и свободно проходят через обратносмещенный коллекторный p - n -переход в область коллектора. За время, определяемое постоянной времени диэлектрической релаксации τ_ϵ , они компенсируются электронами, создающими ток коллектора и приходящими из внешней цепи. Если бы рекомбинация в базе отсутствовала и существовала бы чисто односторонняя инжекция, то все носители заряда, инжектированные эмиттером, достигали бы коллекторного перехода, и ток эмиттера был бы равен току коллектора. В действительности только часть тока эмиттера составляют дырки и только часть их доходит до коллекторного перехода. Поэтому ток коллектора, вызванный инжекцией неосновных носителей заряда через эмиттерный переход, равен

$$I_K = \gamma k I_\Delta = \alpha I_\Delta, \quad (4.3)$$

где $\alpha = \gamma k$ – коэффициент передачи эмиттерного тока.

Кроме тока, вызванного инжектированными в базу неосновными носителями заряда, через p - n -переход, смещенный в обратном направлении, протекает обратный неуправляемый ток $I_{КБ0}$. Причины его возникновения те же, что и в единичном p - n -переходе. Поэтому результирующий ток коллекторной цепи неосновных носителей заряда и соответствующее изменение тока эмиттера и коллектора. Следовательно, для изменения по определенному закону коллекторного тока необходимо к эмиттерному p - n -переходу приложить напряжение, изменяющее по этому закону ток эмиттера.

4.2. Соотношения между параметрами биполярного транзистора (модель Эбберса-Молла)

Общая эквивалентная схема транзистора, используемая при получении математической модели, показана на рис. 4.5. На этой схеме каждый p - n -переход представлен в виде диода, а их взаимодействие отражено генераторами токов. Если эмиттерный p - n -переход открыт, то в цепи коллектора будет протекать ток, несколько меньший эмиттерного (из-за процесса рекомбинации в базе). Он обеспечивается генератором тока $\alpha_N I_1$ ($\alpha_N < 1$). Индекс N означает нормальное включение. Так как в общем случае возможно инверсное включение транзистора, при котором коллекторный p - n -переход открыт, а эмиттерный смещен в обратном направлении и прямому коллекторному току I_2 соответствует эмиттерный ток $\alpha_I I_2$, в эквивалентную схему введен второй генератор тока $\alpha_I I_2$, где α_I – коэффициент передачи коллекторного тока. Таким образом, токи эмиттера и коллектора в общем случае содержат две составляющие: инжектируемую (I_1 или I_2) и собираемую ($\alpha_I I_2$ или $\alpha_N I_1$):

$$I_{\text{Э}} = I_1 - \alpha_I I_2, \quad I_{\text{К}} = \alpha_N I_1 - I_2. \quad (4.4)$$

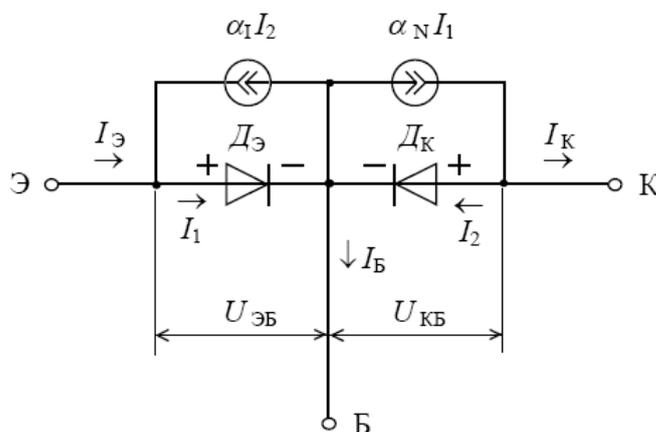


Рис. 4.5. Эквивалентная схема идеализированного биполярного транзистора p - n - p -типа

Эмиттерный и коллекторный p - n -переходы транзистора аналогичны p - n -переходу диода. При отдельном подключении внешнего напряжения к каждому переходу их вольтамперная характеристика определяется так же, как и в случае диода [1]. Однако если к одному из p - n -переходов приложить напряжение, а выводы другого p - n -перехода замкнуть между собой накоротко, то ток, протекающий через p - n -переход, к которому приложено напряжение, увеличится из-за изменения распределения неосновных носителей заряда в базе. Тогда выражения для токов I_1 и I_2 примут вид:

$$\begin{aligned} I_1 &= I_{\text{Э01}} \left[\exp\left(\frac{U_{\text{ЭБ}}}{\Phi_T}\right) - 1 \right]; \\ I_2 &= I_{\text{К01}} \left[\exp\left(\frac{U_{\text{КБ}}}{\Phi_T}\right) - 1 \right], \end{aligned} \quad (4.5)$$

где $I_{\text{Э01}}$ – тепловой ток эмиттерного p - n -перехода, измеренный при замкнутых накоротко выводах базы и коллектора; $I_{\text{К01}}$ – тепловой ток коллекторного p - n -перехода, измеренный при замкнутых накоротко выводах базы и эмиттера.

Связь между тепловыми токами $I_{\text{К0}}$ и $I_{\text{Э0}}$ p - n -переходов, включенных отдельно, и тепловыми токами $I_{\text{К01}}$ и $I_{\text{Э01}}$ получим из равенств (4.4) и (4.5).

Пусть $I_{\text{Э}} = 0$, тогда из (4.4) следует $I_1 = \alpha_I I_2$. С другой стороны, из (4.5) для $|-U_{\text{КБ}}| \gg \Phi_T$ получим $I_2 = -I_{\text{К01}}$. Подставив эти выражения в (4.4), для тока коллектора получим:

$$I_{\text{К01}} = \frac{I_{\text{К01}}}{1 - \alpha_N \alpha_I}.$$

Соответственно

$$I_{\text{Э01}} = \frac{I_{\text{Э01}}}{1 - \alpha_N \alpha_I}.$$

Токи коллектора и эмиттера с учетом (4.5) примут вид:

$$\begin{aligned} I_{\text{Э}} &= I_{\text{Э01}} \left[\exp\left(\frac{U_{\text{ЭБ}}}{\Phi_T}\right) - 1 \right] - \alpha_I I_{\text{К01}} \left[\exp\left(\frac{U_{\text{КБ}}}{\Phi_T}\right) - 1 \right]; \\ I_{\text{К}} &= \alpha_N I_{\text{Э01}} \left[\exp\left(\frac{U_{\text{ЭБ}}}{\Phi_T}\right) - 1 \right] - I_{\text{К01}} \left[\exp\left(\frac{U_{\text{КБ}}}{\Phi_T}\right) - 1 \right]. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Согласно закону Кирхгофа ток базы

$$I_B = I_{\mathcal{E}} - I_K = (1 - \alpha_N) I_{\mathcal{E}01} \left[\exp\left(\frac{U_{\mathcal{E}B}}{\varphi_T}\right) - 1 \right] + (1 - \alpha_I) I_{K01} \left[\exp\left(\frac{U_{KB}}{\varphi_T}\right) - 1 \right]. \quad (4.7)$$

При использовании равенств (4.4)–(4.7) следует помнить, что в полупроводниковых транзисторах в самом общем случае справедливо равенство:

$$\alpha_N I_{\mathcal{E}0} = \alpha_I I_{K0}. \quad (4.8)$$

Решив уравнения (4.6) относительно I_K , получим уравнение, которое описывает выходные характеристики транзистора:

$$I_K = \alpha_N I_{\mathcal{E}} - I_{K0} \left[\exp\left(\frac{U_{KB}}{\varphi_T}\right) - 1 \right]. \quad (4.9)$$

Уравнения (4.6), решенные относительно $U_{\mathcal{E}B}$, дают выражение, характеризующее идеализированные входные характеристики транзистора:

$$U_{\mathcal{E}B} = \varphi_T \ln \left\{ \frac{I_{\mathcal{E}}}{I_{\mathcal{E}01}} + 1 + \alpha_N \left[\exp\left(\frac{U_{KB}}{\varphi_T}\right) - 1 \right] \right\}. \quad (4.10)$$

Уравнения (4.6) часто представляют в виде, который более удобен для расчета цепей с реальными транзисторами:

$$I_{\mathcal{E}} = \left\{ I_{\mathcal{E}B0} \left[\exp\left(\frac{U_{\mathcal{E}B}}{m\varphi_T}\right) - 1 \right] - \alpha_I I_{KB0} \left[\exp\left(\frac{U_{KB}}{m\varphi_T}\right) - 1 \right] \right\} / A; \quad (4.11)$$

$$I_K = \left\{ \alpha_N I_{\mathcal{E}B0} \left[\exp\left(\frac{U_{\mathcal{E}B}}{m\varphi_T}\right) - 1 \right] - I_{KB0} \left[\exp\left(\frac{U_{KB}}{m\varphi_T}\right) - 1 \right] \right\} / A; \quad (4.12)$$

$$\alpha_I I_{KB0} = \alpha_N I_{\mathcal{E}B0}, \quad (4.13)$$

где $A = 1 - \alpha_I \alpha_N$.

Различают три основных режима работы биполярного транзистора: активный, отсечки и насыщения [6].

В активном режиме один из переходов биполярного транзистора смещен в прямом направлении приложенным к нему внешним напряжением, а другой – в обратном направлении. Соответственно в нормальном активном режиме в прямом направлении смещен эмиттерный переход. Тогда в (4.11) и (4.12) напряжение $U_{ЭБ}$ имеет знак «+», коллекторный переход смещен в обратном направлении и напряжение $U_{КБ}$ в (4.11) имеет знак «-». При инверсном включении в уравнения (4.11) и (4.12) следует подставлять противоположные полярности напряжений $U_{ЭБ}$ и $U_{КБ}$. При этом различия между инверсным и активным режимами носят только количественный характер.

Для активного режима ($|-U_{КБ}| \ll \varphi_T$ и $I_{К0} \approx I_{КБ0}$) выражение (4.9) перепишем в виде:

$$I_K = \alpha_N I_{Э} + I_{КБ0}.$$

Полученное выражение практически идентично (4.3). Учитывая, что обычно $\alpha_N = 0,9 \dots 0,995$ и $(1 - \alpha_N) \approx 0$, уравнение (4.10) можно упростить:

$$U_{ЭБ} \approx \frac{\varphi_T \ln I_{Э}}{I_{Э01}} \approx \frac{\varphi_T \ln [I_{Э} (1 - \alpha_N)]}{I_{ЭБ0}}. \quad (4.14)$$

Таким образом, в идеализированном транзисторе ток коллектора и напряжение «эмиттер – база» при определенном значении тока $I_{Э}$ не зависят от напряжения, приложенного к коллекторному $p-n$ -переходу. В действительности изменение напряжения $U_{КБ}$ меняет ширину базы из-за изменения размеров коллекторного перехода и соответственно изменяет градиент концентрации неосновных носителей заряда. Так, с увеличением $|U_{КБ}|$ ширина базы уменьшается, градиент концентрации дырок в базе и ток $I_{Э}$ увеличиваются [5]. Кроме этого, уменьшается вероятность рекомбинации дырок и увеличивается коэффициент α . Для учета этого эффекта, который наиболее сильно проявляется при работе в активном режиме, в выражение (4.14) добавляют дополнительное слагаемое:

$$I_K = \alpha_N I_{Э} + I_{КБ0} + \frac{U_{КБ}}{r_{К\text{диф}}}, \quad (4.15)$$

где $r_{К\text{диф}}$ – дифференциальное сопротивление запертого коллекторного $p-n$ -перехода:

$$r_{\text{К диф}} = \left. \frac{\partial U_{\text{КБ}}}{\partial I_{\text{К}}} \right|_{I_{\text{К}} = \text{const}} .$$

Влияние напряжения $U_{\text{КБ}}$ на ток $I_{\text{Э}}$ оценивается с помощью коэффициента обратной связи по напряжению

$$\mu_{\text{КЭ}} = - \left. \frac{\partial U_{\text{ЭБ}}}{\partial U_{\text{КБ}}} \right|_{I_{\text{Э}} = \text{const}} , \quad (4.16)$$

который показывает, во сколько раз следует изменять напряжение $U_{\text{КБ}}$ для получения такого же изменения тока $I_{\text{Э}}$, какое дает изменение напряжения $U_{\text{ЭБ}}$.

Учитывая, что напряжения $U_{\text{КБ}}$ и $U_{\text{ЭБ}}$ имеют знак минус, и полагая, что $U_{\text{ЭБ}} > m\varphi_T$ и $|U_{\text{КБ}}| > 3m\varphi_T$, выражение (4.11) запишем в виде:

$$I_{\text{Э}} = \frac{-I_{\text{ЭБ0}} + \alpha_I I_{\text{КБ0}}}{A}; \quad I_{\text{К}} = \frac{\alpha_N I_{\text{ЭБ0}} + I_{\text{КБ0}}}{A}. \quad (4.17)$$

Подставив в (4.17) значение $I_{\text{ЭБ0}}$, найденное из (4.12), и раскрыв значение коэффициента A , получим:

$$I_{\text{К}} = I_{\text{КБ0}} \frac{1 - \alpha_I}{1 - \alpha_I \alpha_N}; \quad I_{\text{Э}} = -I_{\text{КБ0}} \frac{\alpha_I (1 - \alpha_I)}{\alpha_N (1 - \alpha_I \alpha_N)}. \quad (4.18)$$

Если учесть, что $\alpha_N \rightarrow 1$, а $\alpha_I \ll \alpha_N$, то выражения (4.18) существенно упростятся и примут вид:

$$I_{\text{К}} = I_{\text{КБ0}},$$

$$I_{\text{Э}} = -I_{\text{КБ0}} \frac{\beta_I}{\beta_N}, \quad (4.19)$$

где $\beta_N = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N}$; $\beta_I = \frac{\alpha_I}{1 - \alpha_I}$.

Из (4.19) видно, что в режиме глубокой отсечки ток коллектора имеет минимальное значение, равное току единичного p - n -перехода, смещенного в обратном направлении. Ток эмиттера имеет противоположный знак и значительно меньше тока коллектора, так как $\alpha_I \ll \alpha_N$. Поэтому во многих случаях его считают равным нулю: $I_{\text{Э}} \approx 0$.

Ток базы в режиме глубокой отсечки приблизительно равен току коллектора:

$$I_B = I_{\mathcal{E}} - I_K \approx I_{\text{КБО}}. \quad (4.20)$$

При режиме насыщения оба p - n -перехода транзистора с помощью приложенных внешних напряжений смещены в прямом направлении [4]. При этом падение напряжения на транзисторе $U_{\text{КЭ}}$ минимально и оценивается десятками милливольт. Коллекторный переход оказывается открытым, падение напряжения на транзисторе – минимальным и не зависящим от тока эмиттера. Его значение для нормального включения при малом токе I_K ($I_K = I_{\text{КБО}}$) равно:

$$U_{\text{КЭнас}} \approx \varphi_T \frac{1 - \alpha_I}{\alpha_I}. \quad (4.21)$$

Для инверсного включения

$$U_{\text{КЭнас}} \approx \varphi_T \frac{1 - \alpha_N}{\alpha_N}. \quad (4.22)$$

В режиме насыщения уравнение (4.15) теряет свою справедливость.

В цепях, где транзистор включен по схеме с общим эмиттером (ОЭ) или с общим коллектором (ОК), удобно пользоваться не коэффициентом передачи эмиттерного тока α , а коэффициентом передачи базового тока β (индексы N и I здесь опускаем). Удобство использования β обусловлено тем, что в практических случаях обычно задается изменение тока базы.

Найдем связь между коэффициентами α и β . Для этого используем уравнение (4.15) и уравнение $I_{\mathcal{E}} = I_B + I_K$. Подставив $I_{\mathcal{E}}$ в (4.15), получим:

$$I_K = \alpha_N (I_K + I_B) + I_{\text{КБО}} + \frac{U_{\text{КБ}}}{r_{\text{Кдиф}}}$$

или

$$I_K = \frac{\alpha}{1 - \alpha} I_B + \frac{1}{1 - \alpha} I_{\text{КБО}} + \frac{U_{\text{КБ}}}{r_{\text{Кдиф}}(1 - \alpha)}.$$

Обозначив

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}, \quad I_{\text{КЭО}} = \frac{I_{\text{КБО}}}{1 - \alpha} \quad \text{и} \quad r_{\text{Кдиф}}^* = \frac{r_{\text{Кдиф}}}{1 - \alpha},$$

получим

$$I_K = \beta I_B + I_{KЭО} + \frac{U_{КБ}}{r_{Кдиф}^*}, \quad (4.23)$$

где $I_{KЭО}$ – обратный ток коллекторного перехода при $I_B = 0$.

Так как $\alpha_N \approx 0,95$, то $\beta_N \gg 1$. У промышленных транзисторов $\beta_N = 30 \dots 800$. Падение напряжения на эмиттерном переходе в активном режиме составляет доли вольт, в то время как $U_{КБ}$ – несколько десятков вольт. Поэтому в большинстве случаев справедливо допущение, что $U_{КЭ} \approx U_{КБ}$, с учетом которого (4.23) примет вид:

$$I_K = \beta I_B + I_{KЭО} + \frac{U_{КЭ}}{r_{Кдиф}^*}. \quad (4.24)$$

Следует обратить внимание на то, что в схеме с ОЭ влияние тока $I_{КБО}$ и сопротивления $r_{К.диф}$ на коллекторный ток увеличивается в $(1 + \beta)$ раз по сравнению со схемой с ОБ. Коэффициенты β и α зависят от тока, протекающего через транзистор. Эта зависимость во многом определяется технологией, по которой изготовлен конкретный транзистор, и обусловлена процессами рекомбинации в области $p-n$ -перехода, в базе и приповерхностных областях у эмиттерного перехода.

Коэффициент α значительно меньше зависит от режима работы транзистора. Коэффициенты передачи эмиттерного и базового токов увеличиваются при повышении температуры окружающей среды. Зависимость коэффициентов α и β от режима работы приводит к тому, что дифференциальные коэффициенты передачи эмиттерного и базового токов

$$\alpha = \left. \frac{dI_K}{dI_{Э}} \right|_{U_{КБ}=\text{const}} \quad \text{и} \quad \beta = \left. \frac{dI_K}{dI_B} \right|_{U_{КЭ}=\text{const}} \quad (4.25)$$

не равны соответствующим интегральным коэффициентам передачи, в которых принято, что

$$\bar{\alpha} \approx \frac{I_K - I_{КБО}}{I_{Э}} \quad \text{и} \quad \bar{\beta} \approx \frac{I_K - I_{КЭО}}{I_B} = \frac{I_K - I_{КБО}}{I_B + I_{КБО}}. \quad (4.26)$$

При быстрых изменениях входного сигнала, например $I_{Э}$, проявляются инерционные свойства транзистора. Они обусловлены конечным временем «пролета» носителей заряда через область базы, временем, необходимым на перезарядку емкостей эмиттерного и коллекторного переходов и на установление необходимых концентраций носителей зарядов. Изменения выходного сигнала не соответствуют изменениям входного. Это свидетельствует о том, что коэффициент α является функцией времени. Так как данная зависимость достаточно сложная, при практических расчетах ее заменяют более простыми функциями [2].

В большинстве случаев считают, что в операторном виде изменение сигнала происходит в соответствии с выражением:

$$\alpha(p) = \frac{\alpha_0}{1 + p\tau_\alpha}, \quad (4.27)$$

где α_0 – статическое значение коэффициента передачи эмиттерного тока. Постоянная времени $\tau_\alpha = 1/\omega_\alpha$, здесь ω_α – предельная частота, на которой коэффициент α становится равным 0,7 своего статического значения (уменьшается на 3 дБ).

Инерционные свойства транзистора, характеризуемые изменением коэффициента β , находят путем подстановки в выражение $\beta = \alpha/(1 - \alpha)$ изображения $\alpha(p)$. После преобразований

$$\beta(p) = \frac{\beta_0}{1 + p\tau_\beta}, \quad (4.28)$$

где $\tau_\beta = \tau_\alpha/(1 - \alpha) = (1 + \beta)\tau_\alpha = 1/\omega_\beta = (1 + \beta)\omega_\alpha$; β_0 – коэффициент передачи базового тока в области низких частот; ω_β – предельная частота при включении транзистора по схеме с ОЭ.

Частотные свойства транзистора, включенного по схеме с ОЭ, значительно хуже, чем при включении по схеме с ОБ, так как $\tau_\beta \gg \tau_\alpha$, а $\omega_\beta \ll \omega_\alpha$. В ряде случаев частотные свойства транзистора характеризуют не предельными частотами ω_β и ω_α , на которых модуль коэффициентов передачи уменьшается в два раза, а так называемой граничной частотой $\omega_{гр}$, на которой модуль коэффициента передачи тока базы $|\beta(j\omega)|$ становится равным единице. Найдем $\omega_{гр}$. Так как из (4.28):

$$|\beta(j\omega)| = \frac{\beta_0}{\sqrt{1 + (\omega / \omega_\beta)^2}}, \quad (4.29)$$

то при $\frac{\omega}{\omega_\beta} \gg 1$ имеем $|\beta(j\omega)| \approx \frac{\beta_0}{\omega / \omega_\beta}$.

Если $\omega = \omega_{гр}$, то $|\beta(j\omega)| = 1$ и, следовательно,

$$\omega_{гр} \approx \beta_0 \omega_\beta = \frac{\beta_0}{\tau_\beta}. \quad (4.30)$$

4.3. Схемы замещения биполярных транзисторов

При расчете схем, построенных на транзисторах, используют метод замещения эквивалентной схемой, в которую могут быть включены:

1) генераторы токов $\alpha_I I_1$ и $\alpha_N I_2$, учитывающие взаимные влияния эмиттерного и коллекторного переходов;

2) идеальные диоды D_Δ и D_K , определяющие нелинейность проводящих свойств p - n -переходов;

3) сопротивления эмиттерной r_Δ , базовой r_B и коллекторной r_K областей;

4) сопротивления утечек p - n -переходов – $r_{\Delta,ут}$ и $r_{K,ут}$;

5) диффузионные и барьерные емкости эмиттерного и коллекторного переходов – $C_{\Delta,диф}$, $C_{K,диф}$, $C_{\Delta,бар}$, $C_{K,бар}$.

Такая общая схема замещения биполярного транзистора n - p - n -типа представлена на рис. 4.6.

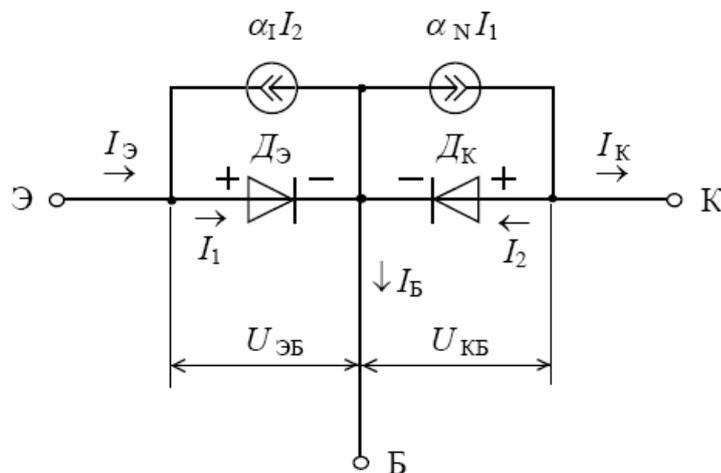


Рис. 4.6. Эквивалентная схема идеализированного биполярного транзистора p - n - p -типа

Полная эквивалентная схема транзистора имеет сложный вид и неудобна для анализа и расчета электронных цепей. Поэтому при расчете режимов работы транзисторных каскадов на постоянном токе, когда требуется выбирать положение рабочей точки, характеризующей токи транзистора и падения напряжения на нем (режим большого сигнала), используют эквивалентные схемы транзистора для постоянного тока (рис. 4.7 и 4.8, а). В них учтены только основные факторы, влияющие на постоянные токи и падения напряжения на электродах транзистора.

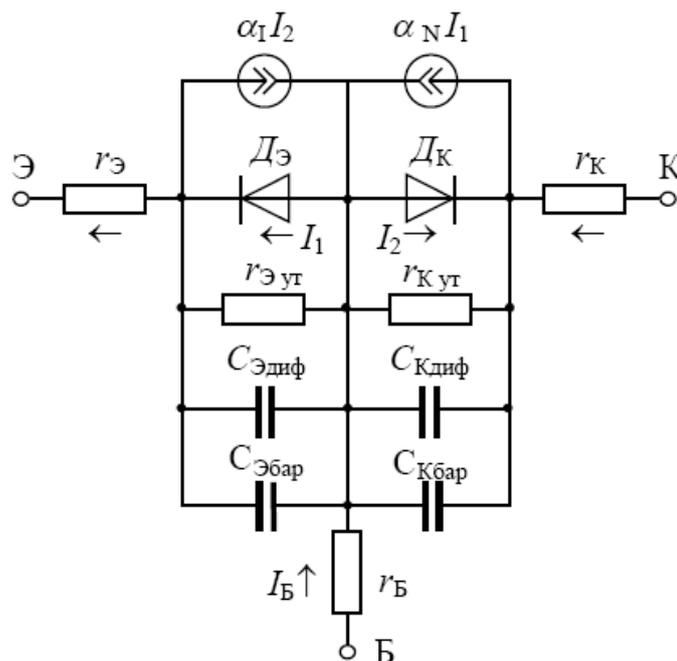


Рис. 4.7. Полная эквивалентная схема биполярного *p-n-p*-транзистора

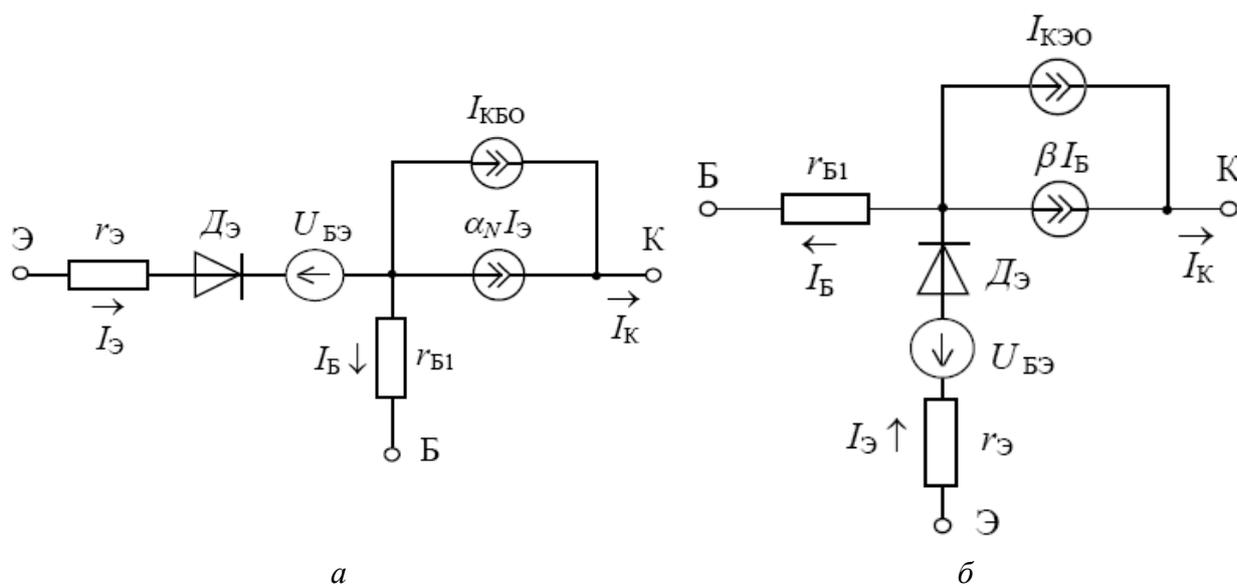


Рис. 4.8. Упрощенные эквивалентные схемы биполярного *p-n-p*-транзистора, включенного по схеме ОБ (а) и ОЭ (б)

В качестве напряжения $U_{БЭ}$, которое запирает идеализированный диод (эмиттерный $p-n$ -переход) и является контактной разностью потенциалов, обычно используют пороговое напряжение $U_{пор}$. Значение порогового напряжения находят как точку пересечения прямой линии, аппроксимирующей входную ВАХ в области больших токов с осью абсцисс (рис. 4.8, б). $r_{Э}$ – сопротивление $p-n$ -перехода, значение которого зависит от режима работы транзистора и меняется в активном режиме от долей до десятков Ом. $r_{Б1}$ – омическое сопротивление тела базы (достигает 100...200 Ом).

В транзисторах типа $n-p-n$ в эквивалентной схеме меняются направление генераторов тока, полярность включения диода и напряжения $U_{БЭ}$.

При анализе усилительных свойств устройства, работоспособность которого обеспечена выбором необходимых токов и напряжений, используют эквивалентные схемы для переменного тока (рис. 4.9).

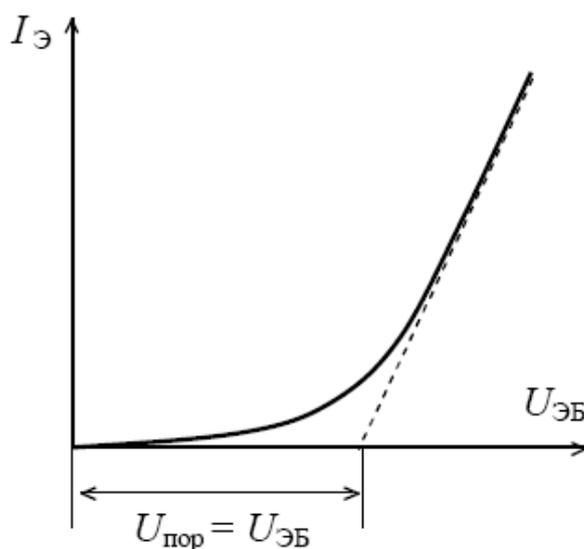


Рис. 4.9. Графический способ определения $U_{пор}$

Так как значения напряжений и токов переменного сигнала обычно значительно меньше, чем постоянного, то такие эквивалентные схемы часто называют малосигнальными [1].

Все сопротивления, входящие в эквивалентные схемы, имеют смысл дифференциальных, за исключением омического сопротивления базы $r_{Б1}$. Барьерная емкость коллекторного перехода C_K определяется с помощью тех же выражений, что и для диодов и $p-n$ -переходов, причем емкость C_K^* в схеме с ОЭ увеличивается в $(1 + \beta)$ раз. Это вытекает из уравнения (5.23).

Действительно, при учете емкости запертого коллекторного перехода его сопротивление для переменного тока определяется эквивалентным сопротивлением Z_K , состоящим из включенных параллельно сопротивлений $r_{K \text{ диф}}$ и $1/(j\omega C_K)$:

$$Z_K = r_{K \text{ диф}} \parallel \frac{1}{j\omega C_K}. \quad (4.31)$$

В схеме с ОЭ (рис. 4.10, а) сопротивление Z_K уменьшается в $(1+\beta)$ раз так же, как это было показано для $r_{K \text{ диф}}$:

$$Z_K^* = \frac{Z_K}{1+\beta} = \frac{r_{K \text{ диф}}}{1+\beta} \parallel \frac{1}{j\omega C_K}. \quad (4.32)$$

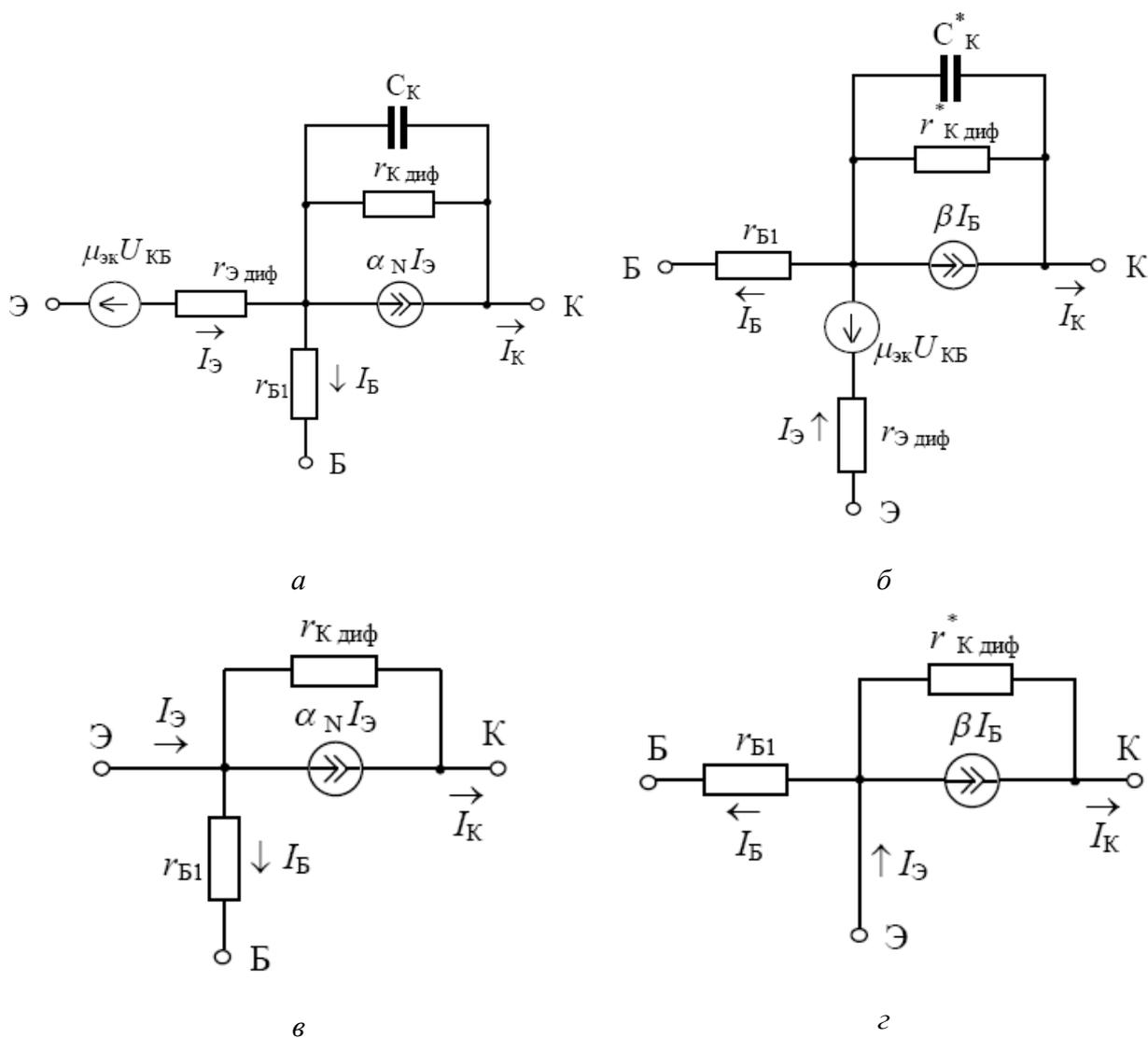


Рис. 4.10. Малосигнальные эквивалентные схемы p - n - p -транзистора при его работе в динамическом режиме в схемах с ОБ (а) и ОЭ (б) и в статическом режиме в схемах с ОБ (в) и ОЭ (г)

Следовательно, в схеме с ОЭ (рис. 4.10, б):

$$C_K^* = C_K(1 + \beta). \quad (4.33)$$

При расчетах генератором напряжения $\mu_{ЭК}U_{КБ}$ обычно пренебрегают ввиду малости его напряжения. Учитывая малость сопротивления $r_{Э \text{ диф}}$ по сравнению с $r_{Б1}$, приближенно можно положить $r_{Э \text{ диф}} = 0$.

На относительно низких частотах можно пренебречь емкостью C_K (в схеме ОБ) или C_K^* (в схеме ОЭ). В таком приближении эквивалентные схемы биполярного $p-n-p$ -транзистора имеют вид, представленный соответственно на рис. 4.10, в и г.

Биполярный транзистор можно представить в виде четырехполюсника. Эта замена производится в соответствии с тем, как выглядит система линейных уравнений, приближенно описывающих электрические свойства транзистора [3]. Для биполярных транзисторов чаще всего используется система H -параметров. В этом случае вводится схема замещения транзистора (рис. 4.11).

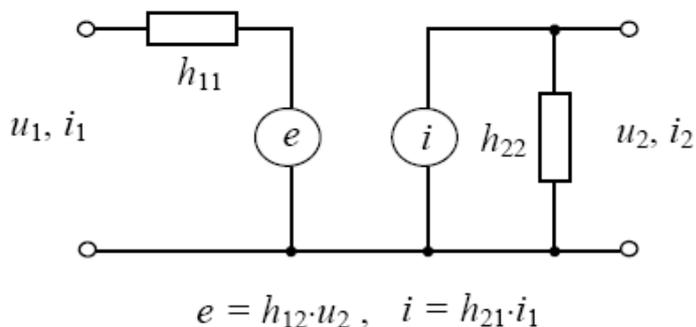


Рис. 4.11. Схема замещения биполярного транзистора в h -параметрах

При любой схеме включения транзистор может быть представлен в виде такого активного четырехполюсника. На входе этого четырехполюсника действует напряжение u_1 и протекает ток i_1 , а на выходе – напряжение u_2 и ток i_2 . Система уравнений, показывающая связь напряжений и токов с h -параметрами, имеет вид:

$$\begin{vmatrix} u_1 \\ i_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} i_1 \\ u_2 \end{vmatrix}. \quad (4.34)$$

Также система уравнений (4.34) может быть представлена в обычном виде:

$$\begin{aligned} u_1 &= i_1 h_{11} + u_2 h_{12}, \\ i_2 &= i_1 h_{21} + u_2 h_{22}. \end{aligned} \quad (4.35)$$

Физический смысл входящих в систему (4.34) параметров определяется равенствами, определенными из системы (4.35) при предельных условиях.

$$h_{11} = \left. \frac{u_1}{i_1} \right|_{u_2=0}; \quad h_{12} = \left. \frac{u_1}{u_2} \right|_{i_1=0}; \quad h_{21} = \left. \frac{i_2}{i_1} \right|_{u_2=0}; \quad h_{22} = \left. \frac{i_2}{u_2} \right|_{i_1=0}. \quad (4.36)$$

Из равенств (4.36) следует, что h_{11} представляет собой входное сопротивление четырехполюсника, определенное при коротком замыкании на его выходе. Параметр h_{12} является коэффициентом обратной связи по напряжению при холостом ходе на входе четырехполюсника, h_{21} – для четырехполюсника коэффициентом передачи по току, определенным при коротком замыкании на его выходе, а h_{22} – выходным сопротивлением четырехполюсника при холостом ходе на его входе.

По эквивалентным схемам транзистора можно определить, от чего зависит каждый из коэффициентов. Если не учитывать C_K и генератор напряжения $\mu_{ЭК} U_{КБ}$, то малосигнальные h -параметры (обозначим их звездочкой) будут равны:

1) для схемы с ОБ (см. рис. 4.10):

$$\begin{aligned} h_{11Б}^* &= r_{Э\text{диф}} + r_{Б1}(1 - \alpha); \quad h_{12Б}^* \approx \frac{r_{Б1}}{r_{Б1} + r_{К\text{диф}}} \approx \frac{r_{Б1}}{r_{К\text{диф}}}; \\ h_{21Б}^* &\approx \alpha \frac{r_{К\text{диф}}}{r_{Б1} + r_{К\text{диф}}} \approx \alpha; \quad h_{22Б}^* \approx \frac{1}{r_{Б1} + r_{К\text{диф}}} \approx \frac{1}{r_{К\text{диф}}}; \end{aligned} \quad (4.37)$$

2) для схемы с ОЭ (см. рис. 4.10):

$$\begin{aligned} h_{11Э}^* &= r_{Б1} + r_{Э\text{диф}}(1 + \beta); \quad h_{12Э}^* \approx (1 + \beta) \frac{r_{Э\text{диф}}}{r_{К\text{диф}}}; \\ h_{21Э}^* &\approx \beta \frac{r_{К\text{диф}}}{r_{Э\text{диф}} + r_{К\text{диф}}} \approx \beta; \quad h_{22Э}^* \approx \frac{1 + \beta}{r_{К\text{диф}}} \approx \frac{1}{r_{К\text{диф}}^*}. \end{aligned} \quad (4.38)$$

В равенствах (4.37) и (4.38) учтено, что сопротивление базы у реальных транзисторов порядка сотен Ом. Значения сопротивления $r_{К\text{ диф}}$ находятся в пределах от долей до десятков Мом, а $\alpha \approx 0,9 \dots 0,99$.

Аналогичный вид имеют статические значения h -параметров, определенные с помощью эквивалентной схемы для постоянного тока. Однако наиболее часто представляют интерес только значения $h_{21Э}$ и $h_{21Б}$:

$$h_{21Э} = \frac{I_{Э} - I_{КЭО}}{I_{Б}} = \frac{I_{К} - I_{КБО}}{I_{Б} + I_{КБО}} = \bar{\beta}; \quad h_{21Б} \approx \frac{I_{К} - I_{КБО}}{I_{Э}} = \bar{\alpha}. \quad (4.39)$$

Они равны интегральным коэффициентам передачи эмиттерного и базового токов.

В технических условиях на транзисторы обычно задают не коэффициенты α и β , а равные им в первом приближении параметры $h_{21Э}$ и $h_{21Б}$. В дальнейшем при анализе цепей с биполярными транзисторами будут использованы параметры транзистора, выраженные именно через коэффициенты четырехполюсника в H -параметрах [3]. Что касается коэффициентов α и β , то их используют лишь для объяснения физических особенностей работы различных полупроводниковых приборов.

4.4. Инерционные свойства и шумы биполярного транзистора

При быстрых изменениях входного сигнала, например $I_{Э}$, проявляются инерционные свойства транзистора. Они обусловлены конечным временем «пролета» носителей заряда через область базы, временем, необходимым на перезарядку емкостей эмиттерного и коллекторного переходов и на установление необходимых концентраций носителей зарядов. В итоге выходной сигнал (ток $I_{К}$) будет иметь искаженную форму. Если у транзистора, работающего в активной области, скачком изменить ток на $\Delta I_{Э}$ (рис. 4.12, а), то $I_{К}$ вначале меняется мало, а затем начинает нарастать до установившегося значения по сложному закону, увеличиваясь на $\Delta I_{К}$ (рис. 4.12, б).

В инженерной практике чаще всего считают, что изменения выходного сигнала происходят по экспоненте с задержкой на время $t_{зд\alpha}$. Экспоненциальная функция имеет постоянную времени τ_{α} , приблизительно равную времени, в течение которого выходной сигнал достигает 0,63 установившегося значения. Изменения выходного сигнала не соответствуют изменениям входного. Это свидетельствует о том, что коэффициент α является функцией времени. Так как данная зависимость достаточно сложная, при практических расчетах ее заменяют более простыми функциями [5].

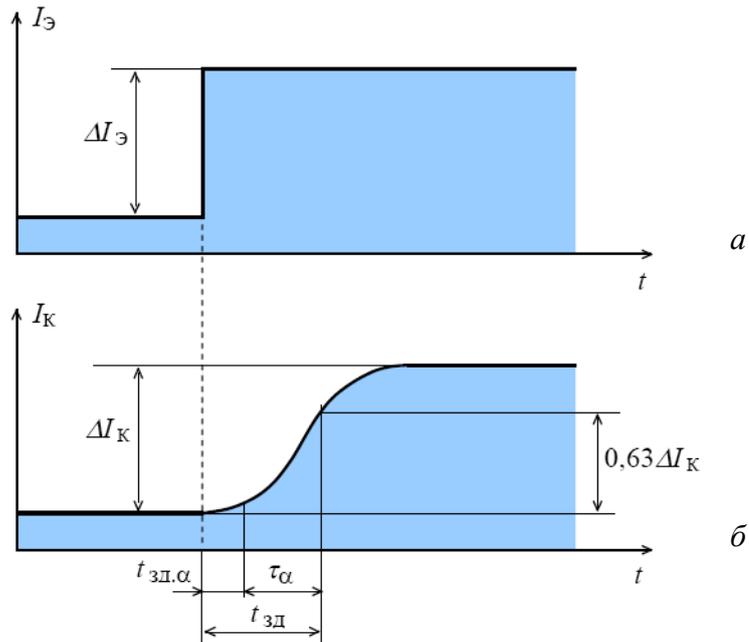


Рис. 4.12. Временная зависимость I_K при скачкообразном изменении $I_Э$

В большинстве случаев считают, что в операторном виде изменение сигнала происходит в соответствии с выражением:

$$\alpha(p) = \frac{\alpha_0}{1 + p\tau_\alpha}, \quad (4.40)$$

где α_0 – статическое значение коэффициента передачи эмиттерного тока.

Постоянная времени $\tau_\alpha = 1/\omega_\alpha$, здесь ω_α – предельная частота, на которой коэффициент α становится равным 0,7 своего статического значения (уменьшается на 3 дБ). При необходимости учесть время задержки (4.40) несколько усложняют:

$$\alpha(p) = \frac{\alpha_0 \exp(-pt_{зд\alpha})}{1 + p\tau_\alpha}. \quad (4.41)$$

Иногда применяют другое приближение, которое является более сложным и менее удобным, но позволяет точнее аппроксимировать передаточную характеристику:

$$\alpha(p) = \frac{\alpha_0}{(1 + p\tau_{1\alpha})(1 + p\tau_{2\alpha})}, \quad (4.42)$$

где $\tau_{2\alpha} \approx \tau_{1\alpha}/4$.

Инерционные свойства транзистора, характеризуемые изменением коэффициента β , находят путем подстановки в выражение $\beta = \alpha/(1-\alpha)$ изображения $\alpha(p)$. После преобразований получим:

$$\beta(p) = \frac{\beta_0}{1 + p\tau_\beta}, \quad (4.43)$$

где $\tau_\beta = \tau_\alpha/(1-\alpha) = (1+\beta)\tau_\alpha = 1/\omega_\beta = (1+\beta)/\omega_\alpha$; β_0 – коэффициент передачи базового тока в области низких частот; ω_β – предельная частота при включении транзистора по схеме с ОЭ [1].

Частотные свойства транзистора, включенного по схеме с ОЭ, значительно хуже, чем при включении по схеме с ОБ, так как $\tau_\beta \gg \tau_\alpha$, а $\omega_\beta \ll \omega_\alpha$. В ряде случаев частотные свойства транзистора характеризуют не предельными частотами ω_β и ω_α , на которых модуль коэффициентов передачи уменьшается в два раза, а так называемой граничной частотой $\omega_{гр}$, на которой модуль коэффициента передачи тока базы $|\beta(j\omega)|$ становится равным единице. Найдем $\omega_{гр}$. Так как

$$|\beta(j\omega)| = \frac{\beta_0}{\sqrt{1 + (\omega/\omega_\beta)^2}}, \quad (4.44)$$

то при $\omega/\omega_\beta \gg 1$ имеем $|\beta(j\omega)| \approx \frac{\beta_0}{\omega/\omega_\beta}$.

Если $\omega = \omega_{гр}$, то $|\beta(j\omega)| = 1$ и, следовательно,

$$\omega_{гр} \approx \beta_0 \omega_\beta = \beta_0 / \tau_\beta. \quad (4.45)$$

Шумы транзистора. При работе транзисторов в них возникают шумы, которые могут быть обусловлены: неодинаковым числом электронов и дырок, проходящих через переход в единицу времени (высокочастотные дробовые шумы); тепловым шумом сопротивлений эмиттера, базы и коллектора (тепловые шумы); поверхностными явлениями у переходов (низкочастотные шумы); флуктуациями концентраций подвижных носителей заряда из-за нерегулярности процесса рекомбинаций (низкочастотные рекомбинационные шумы) [4].

Величина шумов транзистора количественно оценивается коэффициентами шумов:

$$K_{\text{ш}} = \frac{U_{\text{ш}}^2}{U_{\text{ш0}}^2}$$

или

$$K_{\text{ш}}^* = 10 \lg \left(\frac{U_{\text{ш}}^2}{U_{\text{ш0}}^2} \right) = 10 \lg (K_{\text{ш}}),$$

где $U_{\text{ш0}}$ – напряжение тепловых шумов источника сигнала, подключенного ко входу транзистора; $U_{\text{ш}}$ – напряжение, которое нужно ввести во входную цепь «нешумящего» транзистора для получения в выходной цепи напряжения, равного напряжению шумов.

4.5. Основные схемы включения биполярных транзисторов

В зависимости от того, какой электрод транзистора является общим для входного и выходного сигналов, различают следующие схемы включения транзистора с ОБ (рис. 4.13, а), ОЭ (рис. 4.13, б) и ОК (рис. 4.13, в).

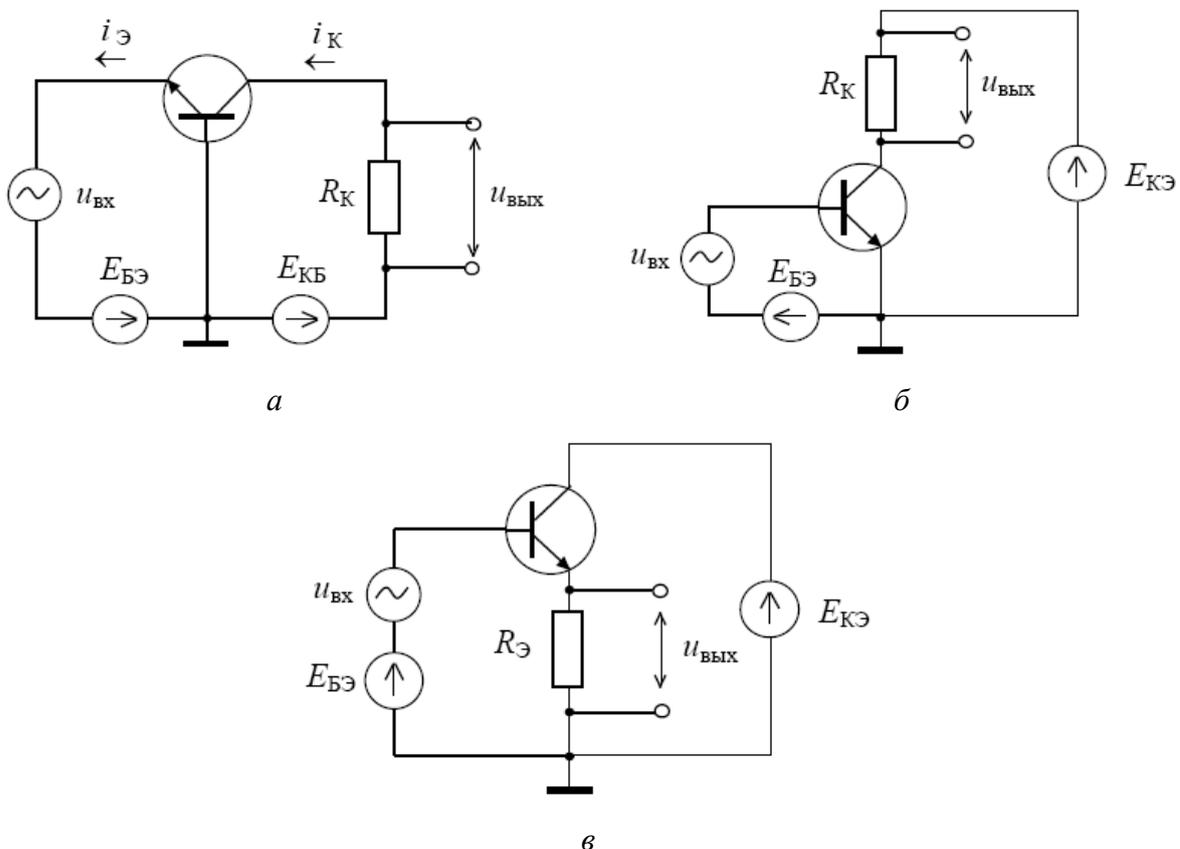


Рис. 4.13. Включение биполярного транзистора: а – по схеме с ОБ; б – по схеме с ОЭ; в – по схеме с ОК

В этих схемах источники постоянного напряжения и резисторы обеспечивают режимы работы транзисторов по постоянному току, т. е. необходимые значения напряжений и начальных токов. Входные сигналы переменного тока создаются источниками $u_{вх}$. Они изменяют ток эмиттера транзистора, а соответственно и ток коллектора. Приращения тока коллектора (в схемах с ОБ и ОЭ) или тока эмиттера (в схеме с ОК) на резисторах R_K или $R_{Э}$, соответственно, создадут приращения напряжений, которые и являются выходными сигналами $u_{вых}$. Параметры схем обычно выбирают так, чтобы $u_{вых}$ было бы во много раз большее вызвавшего его приращения $u_{вх}$ (в схемах с ОБ и ОЭ) или близко к нему (в схеме с ОК).

Вид входных и выходных вольтамперных характеристик биполярного транзистора зависит от схемы включения его в цепь, что следует из полученной его общей математической модели [3]. Так, для схемы включения с ОБ статические характеристики имеют вид, показанный на рис. 4.14, а для схемы с ОЭ – на рис. 4.15. Однако следует подчеркнуть, что в действительности расчет схемы ОБ можно осуществлять, пользуясь вольтамперными характеристиками схемы ОЭ, и наоборот. Так или иначе, расчет ведется для одного и того же транзистора, а те и другие вольтамперные характеристики представляют соотношения между токами его выводов и напряжениями между его выводами. Таким образом, все сводится лишь к тому, относительно какого вывода производится отсчет потенциалов.

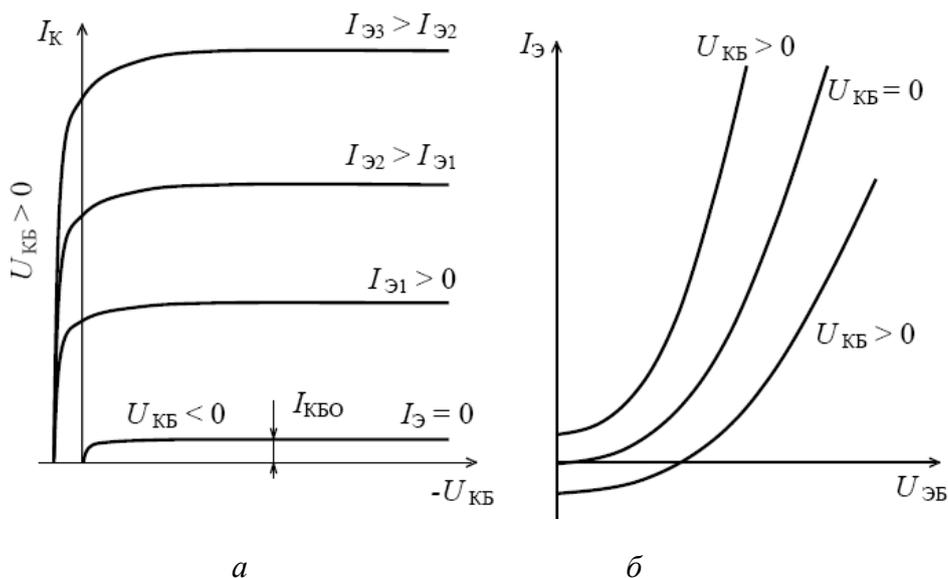


Рис. 4.14. Статические выходные (а) и входные (б) ВАХ биполярного транзистора в схеме с ОБ

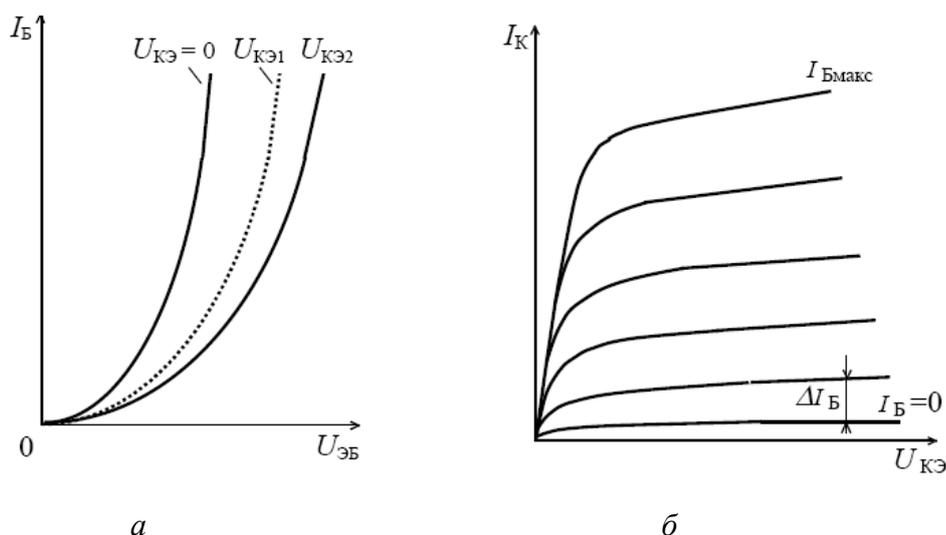


Рис. 4.15. Семейство входных (а) и выходных (б) ВАХ биполярного транзистора в схеме с ОЭ

Статические характеристики снимаются на постоянном токе и без нагрузки в выходной цепи. Данные характеристики используются для расчета транзисторных схем. На практике интересны входные и выходные характеристики. Входные ВАХ отражают зависимость напряжения и тока во входной цепи, выходные ВАХ – в выходной цепи.

Для каждой из схем включения транзистора имеют место быть свои характеристики. Наиболее распространены ВАХ для схем ОЭ и ОБ, которые и приводятся в справочниках.

Входные и выходные ВАХ подобны ВАХ полупроводникового диода. Входные характеристики относятся к прямо смещенному ЭП, поэтому они подобны прямой ветви ВАХ диода. Выходные характеристики отражают свойства обратно смещенного коллекторного перехода и аналогичны обратной ветви ВАХ диода.

На рис. 4.14, а видны две области:

- 1) активный режим ($U_{КБ} < 0$) с коллекторным переходом, смещенным в обратном направлении;
- 2) режим насыщения ($U_{КБ} > 0$) с коллекторным переходом, смещенным в прямом направлении.

Для инженерных расчетов применяют различные упрощенные аппроксимации зависимости β от тока: $\beta = \beta_1 \sqrt{I_K / I_{K1}} \approx \beta_1 \sqrt{I_{Э} / I_{Э1}}$ или $\beta = \beta_1 \sqrt[3]{I_K / I_{K1}}$, где β_1 – коэффициент передачи при токе I_{K1} .

Последнюю аппроксимацию целесообразно применять для расчета β у современных микромощных транзисторов – в диапазоне токов $10^{-6} \dots 10^{-3}$ А. При этом погрешность расчета находится в пределах 5...20 %.

Дифференциальные коэффициенты передачи базового и эмиттерного токов могут быть больше, меньше или равны интегральному. В дальнейшем зависимости $\bar{\alpha}(I_{\text{Э}})$ и $\bar{\beta}(I_{\text{Б}})$ будем учитывать только в специальных случаях.

Основные параметры биполярных транзисторов и их ориентировочные значения:

1) коэффициенты передачи эмиттерного и базового тока (дифференциальные коэффициенты передачи, которые в первом приближении считают равными интегральным и относят к случаю малого сигнала (последнее указывается звездочкой)):

$$h_{21\text{Э}}^* = \left. \frac{dI_{\text{К}}}{dI_{\text{Б}}} \right|_{U_{\text{КЭ}}=\text{const}} \quad \text{и} \quad h_{21\text{Б}}^* = \left. \frac{dI_{\text{К}}}{dI_{\text{Э}}} \right|_{U_{\text{КБ}}=\text{const}} ; \quad (4.50)$$

2) дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода

$$r_{\text{Э диф}} = \left. \frac{dU_{\text{ЭБ}}}{dI_{\text{Б}}} \right|_{U_{\text{КЭ}}=\text{const}} , \quad (4.51)$$

где $r_{\text{Э диф}}$ имеет величину от нескольких до десятков Ом;

3) обратный ток коллекторного перехода при заданном обратном напряжении

$$I_{\text{КБО}} = I_{\text{К}} \Big|_{I_{\text{Э}}=0} \quad (U_{\text{КБ}} < 0), \quad (4.52)$$

где $I_{\text{КБО}}$ имеет величину от несколько нА до десятков мА;

4) объемное сопротивление базы $r_{\text{Б1}}$ (от десятков до сотен Ом);

5) коэффициент внутренней обратной связи по напряжению $h_{12\text{Б}}^*$ ($h_{12\text{Б}}^* = 10^{-3} \dots 10^{-4}$);

б) выходная проводимость h_{22}^* или дифференциальное сопротивление коллекторного p - n -перехода:

$$r_{\text{К диф}}^* = \frac{1}{h_{22\text{Э}}^*} = \left. \frac{dU_{\text{КБ}}}{dI_{\text{К}}} \right|_{I_{\text{Б}}=\text{const}} ; \quad r_{\text{К диф}} = \frac{1}{h_{22\text{Б}}^*} = \left. \frac{dU_{\text{КБ}}}{dI_{\text{К}}} \right|_{I_{\text{Э}}=\text{const}} , \quad (4.53)$$

где $h_{22\text{Э}}^*$ может иметь величину в пределах от долей до сотен мкСм (Сименс);

7) максимально допустимый ток коллектора $I_{К\text{ макс}}$ (от сотен мА до десятков А);

8) напряжение насыщения коллектор – эмиттер $U_{КЭ\text{ нас}}$ (от десятых долей до одного В);

9) наибольшая мощность рассеяния коллектором $P_{К\text{ макс}}$ (от одного мВт до десятков Вт);

10) емкость коллекторного перехода C_K (от долей пФ до десятков пФ);

11) тепловое сопротивление между коллектором транзистора и корпусом:

$$R_T = \Delta T / P_{К\text{ макс}}, \quad (4.54)$$

где ΔT – перепад температур между коллекторным переходом и корпусом;

12) предельная частота коэффициента передачи тока $f_{h_{21}}$ или $\omega_{h_{21}}$ (частота, на которой коэффициент передачи тока h_{21} уменьшается до 0,7 своего статического значения: $\omega_{h_{21Э}} \approx \omega_\beta$ или $\omega_{h_{21Б}} \approx \omega_\alpha$). Иногда вместо предельной задают граничную частоту коэффициента ($f_{гр}$ или $\omega_{гр}$) передачи в схеме с ОЭ, при которой $h_{21Э} \rightarrow 1$;

13) максимальная частота генерации, при которой транзистор еще может работать в схеме автогенератора (ориентировочно можно считать, что на этой частоте коэффициент усиления транзистора по мощности равен единице):

$$f_{\text{макс}} \approx \sqrt{\frac{h_{21Э}}{30r_{Б1}C_K}}.$$

Вопросы для самопроверки

1. Что представляет собой полупроводниковая структура биполярного *p-n-p*-транзистора?

2. Что представляет собой полупроводниковая структура биполярного *n-p-n*-транзистора?

3. Как обозначаются на схемах биполярные транзисторы; назначения выводов и относительные величины токов, протекающих через эти выводы?

4. Дайте определения основным статическим параметрам биполярного транзистора.

5. Что представляет собой модель Эбберса-Молла?
6. Как выглядит схема замещения биполярного транзистора по модели Эбберса-Молла?
7. Как выглядят схемные представления основных динамических моделей биполярного транзистора?
8. Продемонстрируйте схему замещения биполярного транзистора в H -параметрах.
9. Что представляют собой входные и выходные вольтамперные характеристики биполярного транзистора?
10. Перечислите режимы работы биполярного транзистора.
11. Что собой представляют собой основные схемы включения биполярного транзистора?
12. Какими основными параметрами характеризуются однотранзисторные линейные усилители электрических сигналов?
13. Как происходит передача энергии источника питания транзисторного каскада усиливаемому электрическому сигналу?
14. Как производится выбор рабочей точки биполярного транзистора, предназначенного для работы в каскаде линейного усиления?
15. С помощью каких пассивных элементов обеспечивается работа транзистора в выбранной рабочей точке в случае схем с ОЭ, ОБ и ОК?
16. Покажите, что коэффициенты усиления каскада K_U , K_I и K_P зависят от положения рабочей точки.
17. В каких случаях нарушается линейность усиления транзисторного каскада?
18. Как выбирается рабочая точка транзистора у нормально открытого электронного ключа?
19. Опишите переходные процессы в нормально открытом транзисторном ключе.

5. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ: ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ, МОДЕЛИ ТРАНЗИСТОРОВ И ТРАНЗИСТОРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ УЗЛОВ

Полупроводниковые приборы, работа которых основана на модуляции сопротивления полупроводникового материала поперечным электрическим полем, называются полевыми транзисторами. В создании электрического тока в таких приборах участвуют носители заряда только одного типа (электроны или дырки). Поэтому полевые транзисторы являются монополярными полупроводниковыми приборами [3].

Полевые транзисторы бывают двух видов: с управляющим p - n -переходом и со структурой металл – диэлектрик – полупроводник (МОП-транзисторы). В свою очередь, МОП-транзисторы бывают с индуцированным каналом (или каналом обогащенного типа) и со встроенным каналом (или каналом обедненного типа). В зависимости от типа проводимости канала полевые транзисторы делят на приборы с каналом n -типа или каналом p -типа.

Условные обозначения основных видов полевых транзисторов на схемах представлены на рис. 5.1.

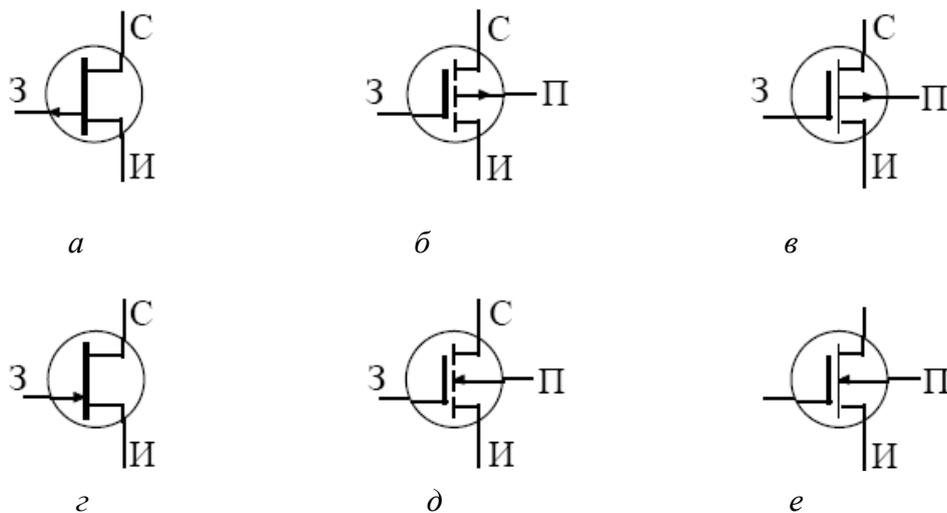


Рис. 5.1. УГО различных типов полевых транзисторов:

a – $в$ – с каналом p -типа; $г$ – $е$ – с каналом n -типа;

Благодаря тому, что работа полевых транзисторов основана на управлении проводимостью канала путем изменения его геометрических размеров и концентрации основных носителей заряда, процессы рассасывания неосновных носителей не могут влиять на параметры этих транзисторов. Поэтому полевые транзисторы в принципе могут работать на очень высоких

частотах. Отсутствие рекомбинационных процессов делает их малошумящими. Достоинством полевых транзисторов является также слабая зависимость их основных параметров от температуры. Дело в том, что существует два механизма влияния температуры на проводимость канала полевых транзисторов, имеющие противоположные эффекты. В целом, работая одновременно, они приводят к очень слабой температурной зависимости свойств полевых транзисторов. Именно поэтому проблемы термостабилизации режима работы рассматриваемых приборов перестают быть столь важными, как это наблюдается в случае биполярных транзисторов. Необходимо указать также, что существует возможность использования полевых транзисторов при сверхнизких температурах (5...10 К).

5.1. Полевые транзисторы с управляющим *p-n*-переходом

Работа полевого транзистора с управляющим *p-n*-переходом основана на изменении сопротивления канала за счет изменения размеров области, обедненной основными носителями заряда. Под действием приложенного к затвору обратного напряжения поперечное сечение канала может меняться, что и ведет к изменению его сопротивления.

Одна из первых конструкций полевого транзистора с управляющим *p-n*-переходом (рис. 5.2) представляла собой прямоугольную пластину из полупроводникового материала, имеющего электропроводность определенного типа (здесь мы рассмотрим случай, когда пластина имеет *n*-тип проводимости). На противоположные торцовые поверхности полупроводниковой пластины путем напыления в вакууме нанесены проводящие металлические площадки. К этим площадкам припаяны выводы стока и истока, соответственно. На противоположные продольные поверхности полупроводниковой пластины методом диффузии или эпитаксиального наращивания наносятся слои с типом проводимости, противоположным проводимости основной пластины [3]. Это приводит к появлению двух параллельно расположенных электрических *p-n*-переходов, образованных между нанесенными полупроводниковыми слоями и основным материалом. На внешних поверхностях нанесенных полупроводниковых слоев (в данном случае – слои *p*-типа) организованы контактные металлические площадки, соединенные внешними проводниками друг с другом и с внешним выводом затвора. Внешние напряжения прикладываются так, что между электродами стока и истока протекает электрический ток, а напряжение, приложенное к затвору, смещает электрический переход в обратном направлении.

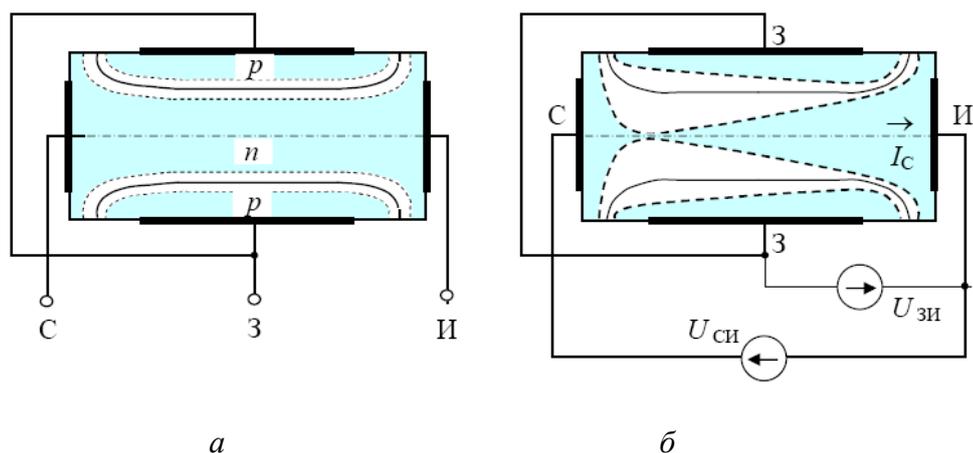


Рис. 5.2. Упрощенная полупроводниковая структура одной из первых конструкций полевого транзистора с управляющим p - n -переходом (а) и схема его подключения к внешним источникам питания (б)

Электрод, от которого начинают движение основные носители заряда в канале, называют истоком, а электрод, к которому движутся основные носители заряда, называют стоком. Если в пластинке полупроводника, например n -типа, созданы зоны с электропроводностью p -типа, то при подаче на p - n -переход напряжения, смещающего его в обратном направлении, образуются области, обедненные основными носителями заряда. Сопротивление полупроводника между электродами истока и стока увеличивается, так как ток проходит только по узкому каналу между переходами. Изменение напряжения затвор – исток приводит к изменению размеров зоны объемного заряда (размеров p - n -перехода). Канал может быть почти полностью перекрыт и тогда сопротивление между истоком и стоком будет очень высоким (несколько МОм – десятки МОм).

Напряжение между затвором и истоком, при котором ток стока достигает заданного низкого значения ($I_C \rightarrow 0$), называют напряжением отсечки полевого транзистора $U_{ЗИотс}$. Строго говоря, при напряжении отсечки транзистор должен закрываться полностью, но наличие утечек и сложность измерения особо малых токов заставляют считать напряжением отсечки напряжение, при котором ток достигает определенного малого значения [2]. Поэтому в технических условиях на транзистор указывают, при каком токе стока произведено измерение $U_{ЗИотс}$.

Ширина p - n -перехода зависит также от тока, протекающего через канал. Если $U_{СИ} \neq 0$, например $U_{СИ} > 0$, то ток I_C , протекающий через транзистор, создаст по длине последнего падение напряжения, которое оказывается запирающим для перехода «затвор – канал» лишь на ограниченной длине канала в области, близкой к стоку (см. рис. 5.2). Здесь будет иметь

место наибольшее падение напряжения, вызванное током I_C на сопротивлении канала $R_{СИ}$. Так, если считать, что сопротивление транзистора определяется только сопротивлением канала, то у края p - n -перехода, обращенного к истоку, будет действовать напряжение $U_{ЗИ}$, а у края, обращенного к стоку, – напряжение $|U_{ЗИ}| + U_{СИ}$.

При изменении напряжения $U_{ЗИ}$ (обратного для p - n -переходов) меняется ширина p - n -переходов транзистора за счет изменения толщины запирающего слоя, а следовательно, изменяется поперечное сечение токопроводящего канала и его проводимость, и в конечном итоге – выходной ток стока I_C транзистора.

1. При $U_{ЗИ} = 0$ и $U_{СИ} > 0$ входная цепь закорочена. Толщина p - n -переходов минимальна (сопротивление канала минимально), через канал протекает максимальный ток стока I_C .

2. При возрастании напряжения $U_{ЗИ} < 0$ и $U_{СИ} > 0$ толщина переходов увеличивается, сечение канала и его проводимость уменьшаются, ток I_C снижается.

3. При некотором значении $U_{СИ}$ канал сужается настолько, что границы p - n -переходов смыкаются и сопротивление канала становится достаточно высоким.

Рассмотрим зависимость тока стока I_C от напряжений, приложенных между стоком и истоком ($U_{СИ}$), а также между затвором и истоком ($U_{ЗИ}$). На рис. 5.3 представлены графики зависимости $I_C = f(U_{СИ})$ при некоторых постоянных значениях напряжения $U_{ЗИ}$ – выходные вольтамперные характеристики (ВАХ).

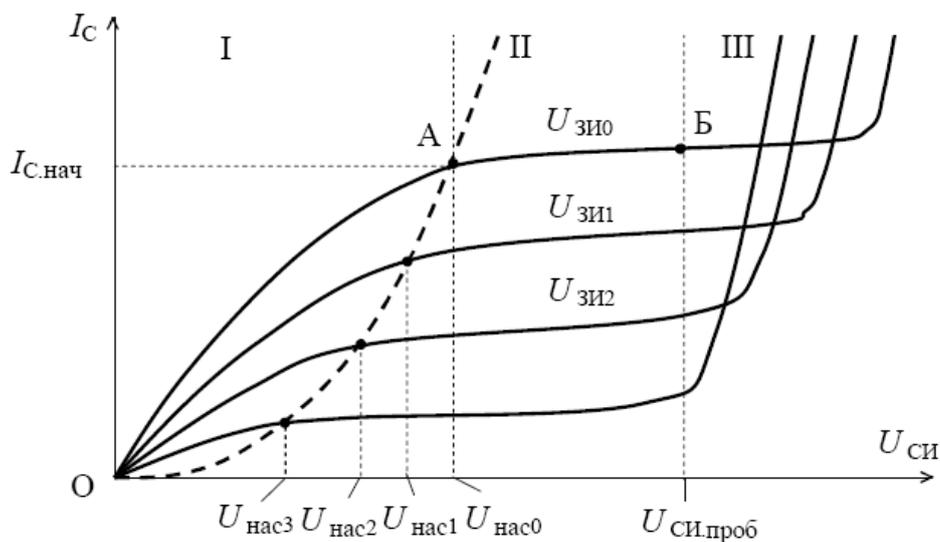


Рис. 5.3. Семейство выходных ВАХ полевого транзистора с управляющим p - n -переходом

Из рисунка видно, что при малых значениях напряжения $U_{СИ}$ и тока I_C транзистор ведет себя как линейное сопротивление (область I). Увеличение $U_{СИ}$ приводит к почти линейному возрастанию I_C , а уменьшение $U_{ЗИ}$ – к соответствующему уменьшению I_C . По мере роста $U_{СИ}$ характеристика $I_C = f(U_{СИ})$ все сильнее отклоняется от линейной, что связано с сужением канала у стокового конца [1].

При определенном значении тока наступает так называемый режим насыщения (область II), который характеризуется тем, что с увеличением $U_{СИ}$ ток I_C меняется незначительно. Это происходит потому, что при большом напряжении $U_{СИ}$ канал у стока стягивается в узкую горловину. Наступает своеобразное динамическое равновесие, при котором увеличение $U_{СИ}$ и I_C вызывают дальнейшее сужение канала и соответственно уменьшение тока I_C . В итоге последний остается почти постоянным. Напряжение, при котором наступает режим насыщения, называется напряжением насыщения, которое, как видно из рис. 5.3, меняется при изменении напряжения $U_{ЗИ}$.

Напряжение отсечки, определенное при малом напряжении $U_{СИ} < U_{СИ\text{нас}}$, численно равно напряжению насыщения при $U_{ЗИ} = 0$, а напряжение насыщения при определенном напряжении на затворе $U_{ЗИ}$ равно разности напряжений отсечки и затвор-исток. При значительном увеличении напряжения $U_{СИ}$ у стокового конца наблюдается пробой *p-n*-перехода.

В выходных характеристиках полевого транзистора можно выделить две рабочие области (см. рис. 5.3): область ОА – крутая область характеристики; область ОБ – область насыщения или пологая. В области ОА транзистор может быть использован как омическое управляемое сопротивление. В усилительных каскадах транзистор работает на пологом участке характеристики. За точкой Б возникает пробой электрического перехода [6].

Входная характеристика полевого транзистора с управляющим *p-n*-переходом обычно не рассматривается, поскольку она представляет собой обратную ветвь ВАХ *p-n*-перехода. Действительно, хотя ток затвора несколько меняется при изменении напряжения $U_{СИ}$ и достигает наибольшего значения при условии короткого замыкания выводов истока и стока (ток утечки затвора $I_{3\text{УТ}}$), в большинстве случаев им можно пренебречь. Изменение напряжения $U_{ЗИ}$ не вызывает существенных изменений тока затвора, что характерно для обратного тока *p-n*-перехода.

При работе в пологой области ВАХ ток стока I_C при заданном напряжении $U_{ЗИ}$ определяют по выражению:

$$I_C = I_{C_{\text{нач}}} \left(1 - \frac{U_{\text{ЗИ}}}{U_{\text{ЗИотс}}} \right)^2, \quad (5.1)$$

где $I_{C_{\text{нач}}}$ – начальный ток стока, под которым понимают ток при $U_{\text{ЗИ}} = 0$ и напряжении на стоке, превышающем напряжение насыщения:

$$|U_{\text{СИ}}| > |U_{\text{СИнас}}|.$$

Так как управление полевым транзистором осуществляется напряжением на затворе, то для количественной оценки управляющего действия затвора используют крутизну характеристики:

$$S = \left. \frac{dI_C}{dU_{\text{ЗИ}}} \right|_{U_{\text{СИ}} = \text{const}}, \quad (5.2)$$

где S – крутизна стоко-затворной характеристики, отражающая влияние $U_{\text{ЗИ}}$ на выходной ток I_C транзистора.

Крутизна характеристики достигает максимального значения $S_{\text{нач}}$ при $U_{\text{ЗИ}} = 0$. Для определения значения S при любом напряжении $U_{\text{ЗИ}}$ продифференцируем выражение (5.1):

$$\frac{dI_C}{dU_{\text{ЗИ}}} = \frac{2I_{C_{\text{нач}}}}{U_{\text{ЗИотс}}} \left(1 - \frac{U_{\text{ЗИ}}}{U_{\text{ЗИотс}}} \right). \quad (5.3)$$

При $U_{\text{ЗИ}} = 0$ выражение (5.3) примет вид:

$$\frac{dI_C}{dU_{\text{ЗИ}}} = S_{\text{нач}} = \frac{2I_C}{U_{\text{ЗИотс}}}. \quad (5.4)$$

Подставив (5.4) в выражение (5.3), получим:

$$S = S_{\text{нач}} \left(1 - \frac{U_{\text{ЗИ}}}{U_{\text{ЗИотс}}} \right). \quad (5.5)$$

Таким образом, крутизна характеристики полевого транзистора уменьшается при увеличении напряжения, приложенного к его затвору.

Усилительные свойства полевых транзисторов характеризуются коэффициентом усиления

$$M = \left. \frac{dU_{СИ}}{dU_{ЗИ}} \right|_{I_C = \text{const}}, \quad (5.6)$$

который связан с крутизной характеристики и внутренним сопротивлением уравнением

$$M = SR_{СИ \text{ диф}}, \quad (5.7)$$

где

$$R_{СИ \text{ диф}} = \left. \frac{dU_{СИ}}{dI_C} \right|_{U_{ЗИ} = \text{const}} \quad (5.8)$$

является дифференциальным внутренним сопротивлением транзистора.

У полевых транзисторов, так же как и у биполярных, различают режимы большого и малого сигналов. Режим большого сигнала чаще всего рассчитывают с помощью входных и выходных характеристик транзистора и эквивалентной схемы (рис. 5.4, а). При анализе режима малого сигнала широко применяют малосигнальную эквивалентную схему, представленную на рис. 5.4, б (транзистор с каналом *n*-типа). Так как сопротивления закрытых переходов $R_{ЗС}$ и $R_{ЗИ}$ в кремниевых полевых транзисторах велики (от десятков до сотен МОм), их в большинстве случаев можно не учитывать [5].

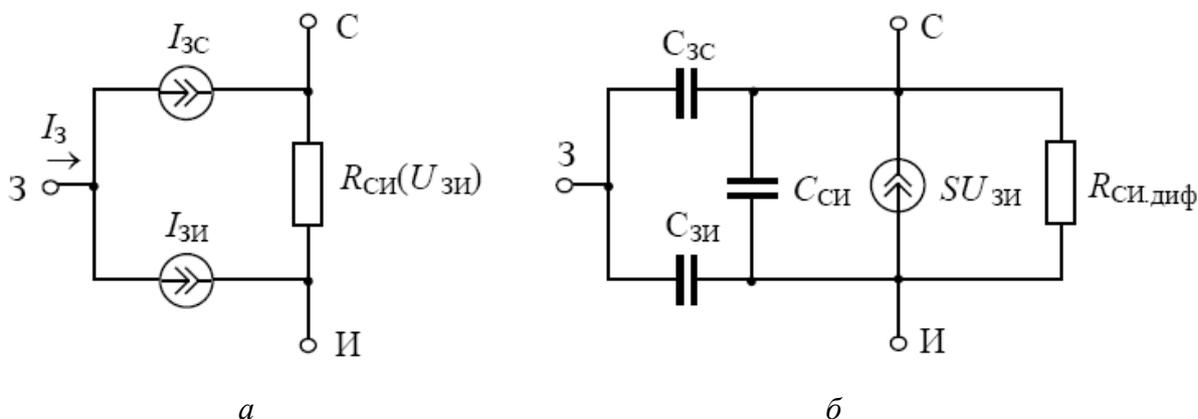


Рис. 5.4. Упрощенная эквивалентные схемы полевого транзистора с управляющим *p-n*-переходом: а – для постоянного тока; б – для малого переменного сигнала

Типовые значения параметров кремниевых транзисторов, входящих в эквивалентные схемы (рис. 5.4), следующие: $S = 0,3 \dots 3$; $R_{3И} \approx 10^{10}$ Ом; $R_{3С} \approx 10^{10}$ Ом; $R_{СИ \text{ диф}} = 0,1 \dots 1$ МОм; $C_{3И} \approx C_{3С} \approx 0,2 \dots 10$ пФ.

Часто для практических расчетов используют малосигнальную эквивалентную схему полевого транзистора (рис. 5.5).

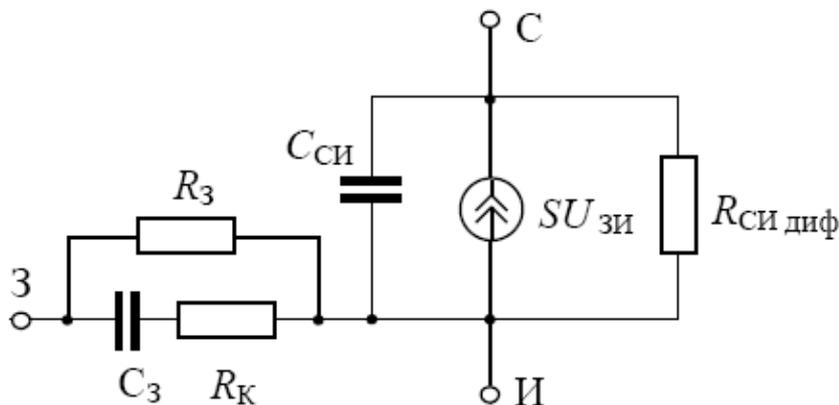


Рис. 5.5. Одна из наиболее часто используемых эквивалентных схем полевого транзистора с управляющим $p-n$ -переходом для малого переменного сигнала

Несмотря на то, что представленная на рисунке схема не совсем точно отражает реальные физические процессы, протекающие в полевых транзисторах с управляющим $p-n$ -переходом, использование ее в расчетах дает неплохие результаты [4].

Емкости полевого транзистора и конечная скорость движения носителей заряда в канале определяют его инерционные свойства. Применительно к схеме, изображенной на рис. 5.5, инерционность транзистора в первом приближении учитывают путем введения операторной крутизны характеристики:

$$S(p) = S_0(1 + p\tau_3), \quad (5.9)$$

где $\tau_3 = R_K C_3$ – постоянная времени, определяемая по величинам эквивалентной модели: $R_K = 500 \dots 800$ Ом, $C_3 = 0,2 \dots 10$ пФ. Эта постоянная времени определяет предельную частоту $\omega_3 = 1/\tau_3$, которая соответствует значению $|S(p)| = 0,7S_0$ (здесь S_0 – статическая величина крутизны характеристики).

Для выражения частотной зависимости крутизны характеристики иногда используют формулу:

$$S(\omega) = \frac{S_0}{\left[1 + j\left(\omega/\omega_{гр}\right)\right]}, \quad (5.10)$$

где $\omega_{гр}$ может быть поставлено в соответствие с ω_3 .

Изменение температуры в полевых транзисторах с управляющим *p-n*-переходом влечет за собой изменения обратного тока закрытого *p-n*-перехода, контактной разности потенциалов этого перехода и удельного сопротивления канала. Рабочую точку, в которой изменение тока стока с изменением температуры имеет минимальное значение, называют термостабильной точкой. Её ориентировочное положение можно найти исходя из уравнения:

$$U_{ЗИТС} = U_{ЗИотс} + U_1, \quad (5.11)$$

где $U_1 \approx 0,63$ В.

Из выражения (5.5) видно, что при значительном $U_{ЗИотс}$ крутизна характеристики в термостабильной точке невелика и от транзистора можно получить значительно меньший коэффициент усиления, чем при работе с малым напряжением.

Далее рассмотрим примеры расчета каскада линейного усиления гармонического сигнала на полевом транзисторе с управляющим *p-n*-переходом.

Порядок выбора рабочей точки. Положение рабочей точки транзистора в пространстве представления его ВАХ не зависит от типа схемы, где этот транзистор используется в качестве активного элемента. Так же как и в случае с биполярным транзистором, выбор рабочей точки полевого транзистора предполагает определение оптимальных значений постоянных составляющих токов и напряжений в цепях транзистора [2].

Рассмотрим графоаналитический способ расчета параметров рабочей точки транзистора, планируемого для использования в качестве активного элемента линейного усилителя электрических сигналов. Этот способ применим как при расчете маломощного усилительного узла (каскада), проектируемого по схеме «общий исток» (ОИ), так и в маломощных каскадах с общим затвором (ОЗ) и общим стоком (ОС). Расчет мощных выходных усилительных каскадов имеет свои особенности, которые здесь не рассматриваются.

В отличие от биполярного транзистора положение рабочей точки полевого транзистора достаточно определить на плоскости представления выходных ВАХ, т. е. на плоскости $\{U_{СИ}, I_C\}$. На этой плоскости представляется семейство выходных ВАХ, взятое из справочника или построенное по результатам экспериментальных измерений. Поверх полученной картины достраивается нагрузочная прямая.

Положение нагрузочной прямой зависит от того, в каком режиме должен работать транзистор. Амплитуда усиливаемого сигнала, подаваемого на вход рассчитываемого транзисторного каскада, может быть различной величины. В одних случаях приходится усиливать очень слабые электрические сигналы, в других случаях амплитуда усиливаемого сигнала может оказаться относительно большой. Для этих двух крайних ситуаций, соответствующих режимам сильного и слабого сигнала, положение нагрузочной прямой должно быть различным.

Входной сигнал называется сильным, если его амплитуда равна или чуть меньше величины $U_{m\text{макс}} \approx 0,3U_{ЗИ\text{отс}}$ (максимально допустимой амплитуды напряжения сигнала между затвором и истоком, при котором нелинейные искажения усиленного сигнала не превышают 4%). В случае такого сильного входного сигнала оптимальной нагрузочной прямой является линия, проходящая через точку максимального изгиба верхней ветви семейства выходных ВАХ транзистора. На рис. 5.6 эту точку обозначим буквой А.

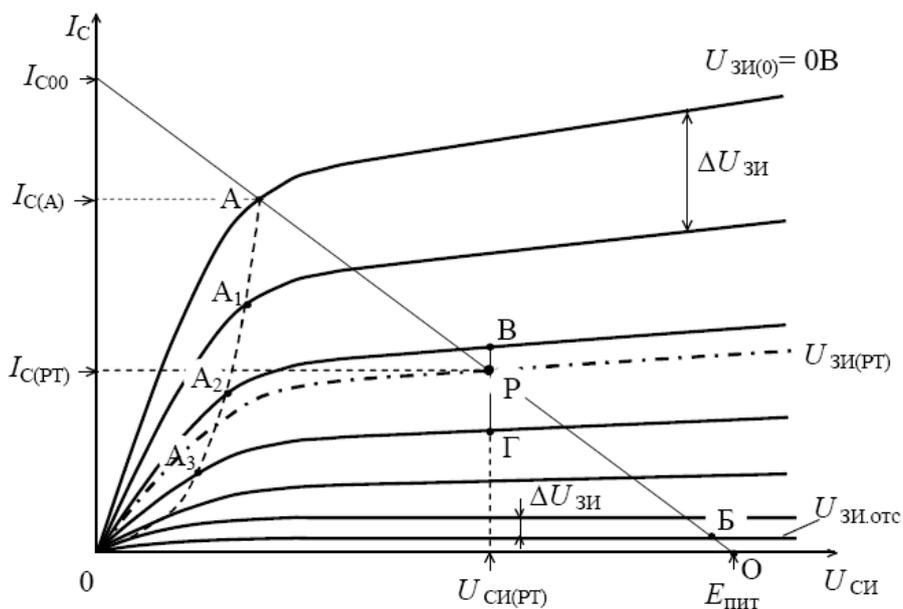


Рис. 5.6. Выбор рабочей точки Р полевого транзистора с управляющим $p-n$ -переходом и определение его рабочих параметров (точка Р — приблизительно середина отрезка АБ)

Второй определяющей точкой искомой нагрузочной прямой является точка О, лежащая на оси напряжений $U_{КЭ}$ и соответствующая напряжению источника питания $E_{пит}$. Напряжение $E_{пит}$ не должно превышать величины $0,8U_{СИ\text{пред}}$, где $U_{СИ\text{пред}}$ указывается в списке основных параметров рассматриваемого транзистора и соответствует предельно допустимому напряжению между его стоком и истоком. При этом следует иметь в виду, что занижение значения $E_{пит}$ ведет к уменьшению коэффициента усиления каскада по напряжению.

Таким образом, в случае сильного сигнала нагрузочная прямая должна примерно совпадать с наклонной сплошной линией, проходящей через точки А и О (рис. 5.6). В случаях более слабых сигналов она будет проходить через точки A_1 и О, A_2 и О, A_3 и О (по мере убывания амплитуды сигнала).

Рекомендуемое значение I_{C00} , удовлетворяющее ограничениям по предельно допустимому току стока и мощности, выделяемой на транзисторе, должно отвечать следующему неравенству:

$$I_{C00} < \frac{4P_{\text{макс}}}{E_{\text{пит}}}, \quad (5.12)$$

где $P_{\text{макс}}$ – максимально допустимая активная мощность, выделяемая на транзисторе. Одновременно с этим должно быть выполнено условие оптимального согласования усилительного каскада, построенного на данном транзисторе, с нагрузкой R_H :

$$I_{C00} \approx \frac{E_{\text{пит}}}{2,3R_H}. \quad (5.13)$$

Для схемы ОИ (Общий исток) последнее равенство говорит о том, что при его выводе были использованы приближенные соотношения:

$$R_I \approx 0,3R_C \text{ и } R_C \approx (1,5 \dots 2)R_H.$$

Очевидно, что одновременное выполнение условий (5.12) и (5.13) связано с выбором конкретного транзистора под данную нагрузку [2].

Определив значения I_{C00} и $E_{пит}$ и, следовательно, задав положение нагрузочной прямой, необходимо выбрать на этой прямой положение рабочей точки. Для этого следует найти точки пересечения выбранной нагрузочной прямой с самой нижней ветвью ВАХ и с пунктирной параболической

ческой кривой в точках A, A_1, A_2 и т. д. Эта кривая проходит через точки максимального изгиба всех графиков семейства выходных ВАХ. Таким образом, середина отрезка нагрузочной прямой, заключенной между указанными двумя точками пересечения, является оптимальным положением рабочей точки транзистора.

Установив координаты рабочей точки в пространстве выходных ВАХ рассматриваемого транзистора, легко определить ее положение на его стокзатворной ВАХ, т. е. на плоскости $\{U_{ЗИ}, I_C\}$. Такое построение позволит определить крутизну стокзатворной ВАХ в рабочей точке $S_0(PT)$. Здесь следует отметить, что стокзатворные (проходные) ВАХ, соответствующие значениям $U_{СИ}$ в интервале 5...20 В, практически накладываются друг на друга. Поэтому для рассматриваемого построения можно использовать любую ветвь из семейства проходных ВАХ, снятую при значении напряжения между стоком и истоком транзистора, принадлежащем указанному интервалу. Однако более точное значение $S_0(PT)$ получается из следующего построения. Через рабочую точку, определенную на плоскости представления выходных ВАХ транзистора, проведем вертикальную прямую, пересекающую все графики выходных ВАХ (рис. 5.7) в точках 0–6. Определив ординаты этих точек, мы получаем ряд значений тока стока – $I_{C(0)} \dots I_{C(6)}$. Поскольку точки пересечения принадлежат графикам с конкретными значениями напряжения $U_{ЗИ}$, можно найти соответствия между значениями $I_{C(0)} \dots I_{C(6)}$ из полученного ряда и значениями напряжения $U_{ЗИ}$. В результате мы получаем координаты ряда точек искомой стокзатворной характеристики на плоскости $\{U_{ЗИ}, I_C\}$. Среди этих точек находится и выбранная рабочая точка. Результат построения этой стокзатворной характеристики представлен на рис. 5.8. Очевидно, что при изменениях напряжения $U_{СИ}$ форма стокзатворной характеристики будет меняться. Но при малой величине усиливаемого сигнала этими изменениями можно пренебречь.

Крутизна стокзатворной характеристики $S_0(PT)$ в выбранной рабочей точке P определяется посредством геометрического построения (рис. 5.9). В точке P проводим касательный отрезок AB , через точку A – вертикальный отрезок AB , а из точки B – горизонтальный отрезок BB . В результате получаем прямоугольный треугольник ABB . Если длину катета AB выразить в миллиамперах (согласно масштабу вдоль оси I_C), а длину катета BB – в вольтах (согласно масштабу вдоль оси $U_{ЗИ}$), то отношение AB (в миллиамперах) к BB (в вольтах) даст статическую крутизну $S_0(PT)$.

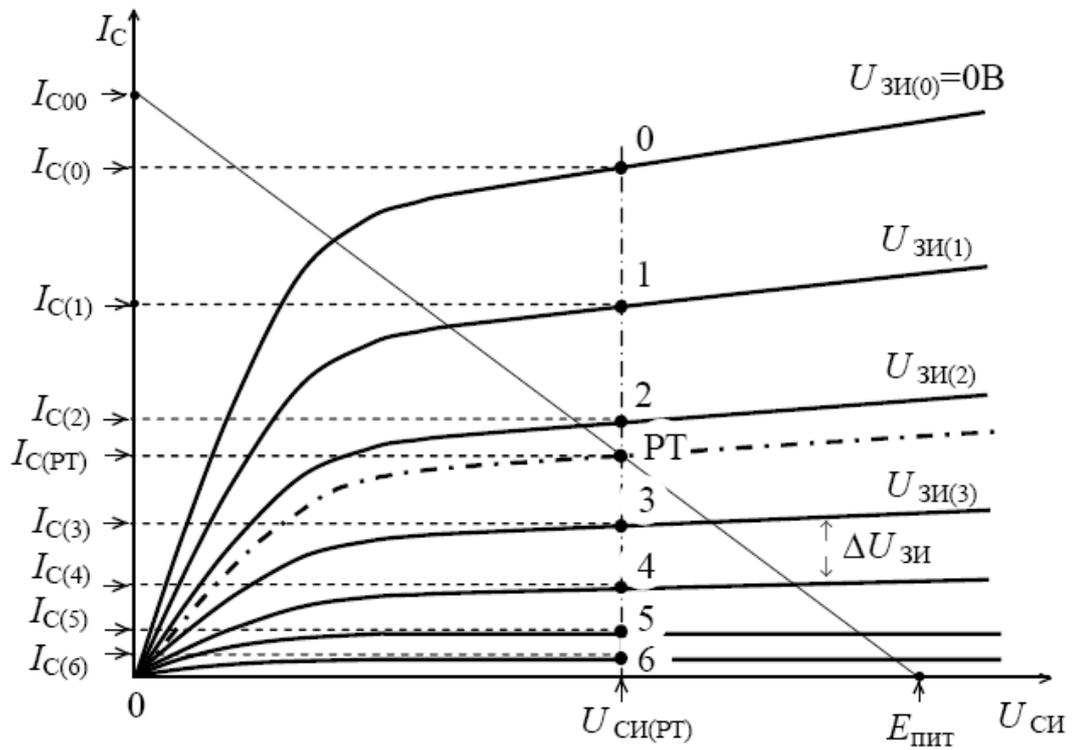


Рис. 5.7. Определение координат точек стокзатворной характеристики транзистора с управляющим $p-n$ -переходом для напряжения $U_{СИ(PT)}$

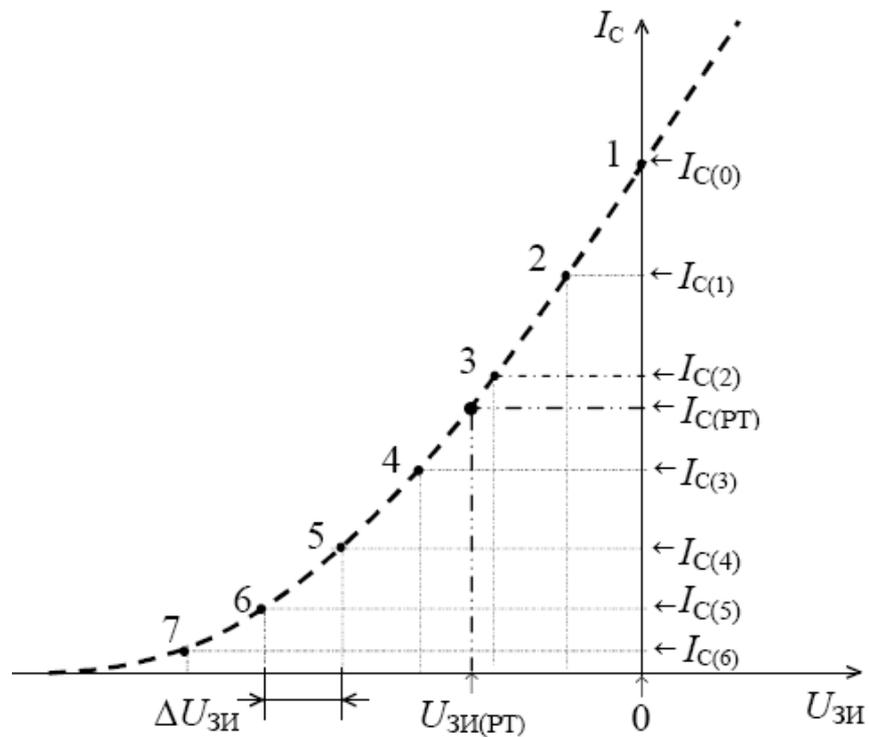


Рис. 5.8. Построение стокзатворной характеристики полевого транзистора, соответствующей напряжению $U_{СИ(PT)}$

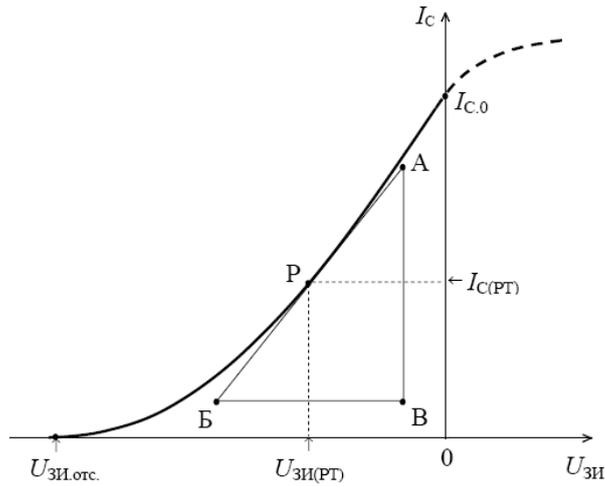


Рис. 5.9. Определение крутизны стокзатворной характеристики полевого транзистора в рабочей точке

Величина выходного динамического сопротивления рассматриваемого полевого транзистора определяется с помощью следующего построения. К рабочей ветви ВАХ в рабочей точке Р строится касательный отрезок АБ произвольной длины (рис. 5.10). Этот отрезок используется в качестве гипотенузы для построения прямоугольного треугольника [1]. Один из катетов этого треугольника параллелен оси I_C , а другой – оси $U_{СИ}$. Если длину катета АБ выразить в миллиамперах (согласно масштабу вдоль оси I_C), а длину катета БВ – в вольтах (согласно масштабу вдоль оси $U_{СИ}$), то отношение АБ (в миллиамперах) к БВ (в вольтах) даст величину выходного динамического сопротивления данного транзистора (в Y -параметрах – y_{22}).

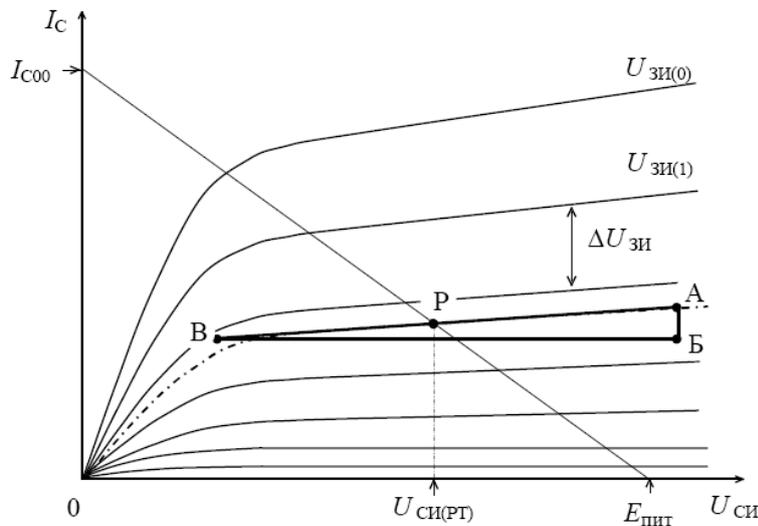


Рис. 5.10. Определение величины выходного динамического сопротивления полевого транзистора с управляющим p - n -переходом

Из рис. 5.10 видно, что значение полученного параметра зависит от того, на какой ветви ВАХ осуществляется построение.

Далее рассмотрим расчет величин элементов и коэффициента усиления схемы ОИ по напряжению K_U .

Одна из наиболее распространенных схем каскада ОИ на полевом транзисторе с управляющим p - n -переходом представлена на рис. 5.11.

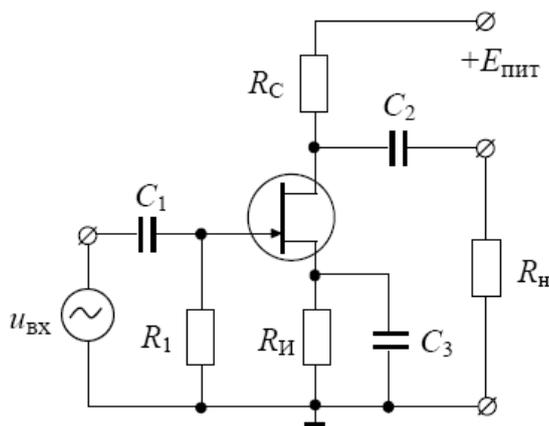


Рис. 5.11. Каскад линейного усиления гармонического сигнала на полевом транзисторе с управляющим p - n -переходом (схема ОИ)

Представленный на рис. 5.11 каскад позволяет усиливать сигнал по напряжению в широком диапазоне частот и не требует дополнительного источника напряжения для создания требуемой разности потенциалов между затвором и истоком транзистора [1]. Его расчет начинают с выбора режима транзистора по постоянному току. Целью расчета по постоянному току является определение величин сопротивлений, гальванически связанных с выводами транзистора. Эти сопротивления должны обеспечивать оптимальное согласование каскада с нагрузкой и состояние покоя транзистора, соответствующее выбранной рабочей точке. Выше, при выборе транзистора и определении положения его рабочей точки, мы нашли две точки на плоскости представления выходных ВАХ транзистора, определяющие положение нагрузочной прямой. Одна из этих точек лежит на оси напряжений $U_{СИ}$ и соответствует выбранному значению напряжения источника питания $E_{пит}$. Другая точка находится на оси токов I_C и соответствует величине I_{C00} , определенной из условия согласования каскада с нагрузкой. С другой стороны из сопоставления рис. 5.6 и 5.11 следует, что I_{C00} имеет смысл постоянного тока, протекающего в цепи стока в отсутствие входного сигнала и при коротком замыкании выводов стока и истока ($U_{СИ} = 0$). Из схемы (рис. 5.11) видно, что величина I_{C00} определяется равенством:

$$I_{C00} = \frac{E_{\text{пит}}}{R_C + R_{\text{И}}}, \quad (5.14)$$

где R_C и $R_{\text{И}}$ – сопротивления, через которые протекают постоянные и переменные составляющие тока стока (в случае полевого транзистора постоянные составляющие токов стока и истока практически равны).

В схеме ОИ сопротивление $R_{\text{И}}$ служит только для обеспечения положения рабочей точки в том месте, которое было получено в результате графического построения (см. рис. 5.6). В этой схеме оно обычно шунтируется большой электрической емкостью и его величина должна быть равной

$$R_{\text{И}} = \frac{U_{3\text{И}}(\text{PT})}{I_C(\text{PT})}. \quad (5.15)$$

Величина сопротивления R_C находится из равенства:

$$R_C = \frac{E_{\text{пит}} - U_{\text{СИ}}(\text{PT})}{I_C(\text{PT})} - R_{\text{И}}. \quad (5.16)$$

В данной схеме сопротивление R_1 необходимо для обеспечения гальванической связи затвора транзистора с общим проводом схемы. Постоянной составляющей тока через это сопротивление нет, поскольку канал транзистора надежно изолирован от затвора обратным смещенным p - n -переходом. По этой причине величина сопротивления R_1 может быть достаточно большой (несколько МОм). Однако при большой величине R_1 ухудшаются шумовые свойства схемы. С другой стороны, слишком малым это сопротивление не должно быть, поскольку оно будет шунтировать источник сигнала, вследствие чего коэффициент передачи сигнала уменьшится. Рекомендуемые значения R_1 следующие: для маломощных транзисторов – 100...200 кОм, для транзисторов средней мощности – 30...50 кОм, для мощных транзисторов – 10...20 кОм [3].

Расчет каскада по переменному току начинается с определения величин разделительных емкостей C_1 и C_2 и шунтирующей емкости C_3 . Поскольку реактивное сопротивление электрических емкостей обратно пропорционально частоте сигнала ω , то на низких частотах на разделительных емкостях начинает падать заметная доля напряжения сигнала. При разработке любого усилителя частотный диапазон эффективного

усиления сигнала задается техническим заданием, где определяются нижняя $\omega_{\text{ниж}}$ и верхняя $\omega_{\text{верх}}$ частоты этого диапазона. При этом для оценки оптимальной величины разделительных емкостей служат равенства:

$$\frac{1}{\omega_{\text{ниж}} C_1} \approx (0,05 \dots 0,1) Z_{\text{вх}}; \quad (5.17)$$

$$\frac{1}{\omega_{\text{ниж}} C_2} \approx (0,05 \dots 0,1) R_{\text{н}}, \quad (5.18)$$

где $Z_{\text{вх}}$ – комплексное входное сопротивление транзистора. На низких частотах междуэлектродными емкостями можно пренебречь. Кроме того, можно считать, что сопротивление $R_{\text{н}}$ достаточно хорошо зашунтировано емкостью C_3 . Поэтому вместо приближенного равенства можно использовать:

$$\frac{1}{\omega_{\text{ниж}} C_1} \approx (0,01 \dots 0,02) R_{\text{н}}. \quad (5.19)$$

Чтобы исключить отрицательную обратную связь в каскаде и надежно зашунтировать сопротивление $R_{\text{н}}$ уже на частоте $\omega_{\text{ниж}}$, необходимо выполнение приближенного равенства:

$$\frac{1}{\omega_{\text{ниж}} C_3} \approx (0,01 \dots 0,02) R_{\text{н}}. \quad (5.20)$$

Далее производится расчет коэффициента усиления каскада. Для этого в схеме усилительного каскада (рис. 5.11) транзистор замещается линейным четырехполюсником, заданным в Y -параметрах. Свойства этого четырехполюсника описываются линейными уравнениями, связывающими между собой входные и выходные напряжения (U_1, U_2) и токи (I_1, I_2). Система уравнений для полевого транзистора, рассматриваемого как четырехполюсник, может быть представлена в следующем виде:

$$\begin{aligned} I_1 &= U_1 \cdot y_{11} + U_2 \cdot y_{12}, \\ I_2 &= U_1 \cdot y_{21} + U_2 \cdot y_{22}. \end{aligned} \quad (5.21)$$

Физический смысл входящих в систему параметров определяется равенствами, найденными из системы (5.21) при предельных условиях:

$$y_{11} = \frac{I_1}{U_1} \Big|_{U_2=0}, \quad y_{12} = \frac{I_1}{U_2} \Big|_{U_1=0}, \quad y_{21} = \frac{I_2}{U_1} \Big|_{U_2=0}, \quad y_{22} = \frac{I_2}{U_2} \Big|_{U_1=0}. \quad (5.22)$$

Из вида равенств (5.22) следует, что y_{11} представляет собой входную проводимость четырехполюсника, определенную при коротком замыкании на его выходе. Параметр y_{12} является проводимостью обратной связи при холостом ходе на входе четырехполюсника, y_{21} является для четырехполюсника проходной проводимостью, определенной при коротком замыкании на его выходе, а y_{22} – выходной проводимостью четырехполюсника при холостом ходе на его входе. Можно показать, что уравнения (5.21) соответствуют схеме, представленной на рис. 5.12.

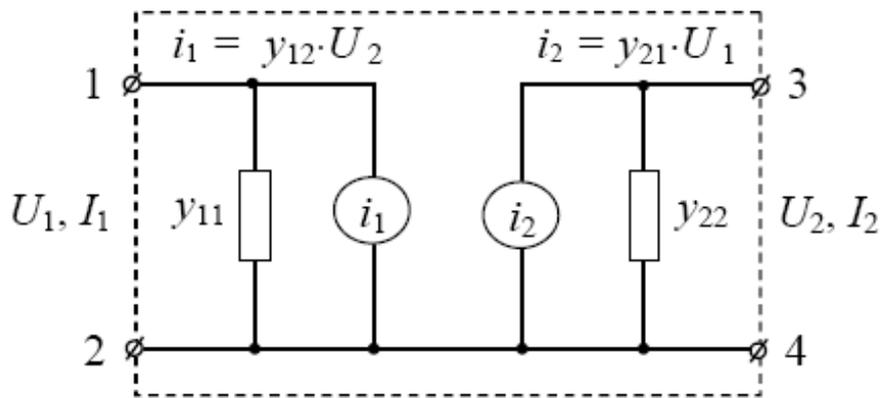


Рис. 5.12. Четырехполюсник, заданный в Y -параметрах

Поскольку полевой транзистор может заменяться линейным четырехполюсником не во всем диапазоне изменений входных и выходных токов и напряжений, то его Y -параметры имеют смысл лишь в дифференциальной форме:

$$y_{11} = \frac{dI_1}{dU_1} \Big|_{U_2=\text{Const}}, \quad y_{12} = \frac{dI_1}{dU_2} \Big|_{U_1=\text{Const}},$$

$$y_{21} = \frac{dI_2}{dU_1} \Big|_{U_2=\text{Const}}, \quad y_{22} = \frac{dI_2}{dU_2} \Big|_{U_1=\text{Const}}. \quad (5.23)$$

В приближенных расчетах обычно пренебрегают влиянием параметра y_{12} , поскольку он имеет величину, близкую к нулю. На низких и средних частотах (где влияние междуэлектродных емкостей пренебрежимо мало) параметр y_{11} также может быть исключен из рассмотрения. Поэтому часто используют упрощенную схему замещения полевого транзистора (схема ОИ), показанную на рис. 5.13. Она представляет собой четырехполюсник с бесконечно большим входным сопротивлением и бесконечно малой проводимостью обратной связи [5].

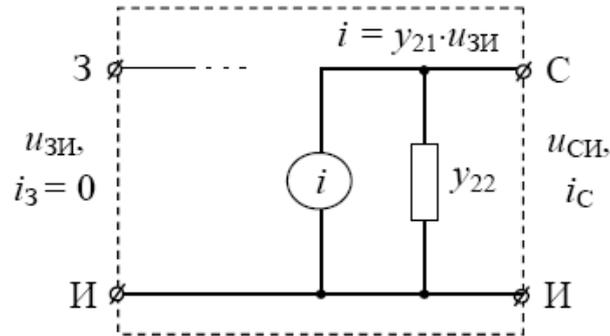


Рис. 5.13. Малосигнальная схема замещения полевого транзистора в Y -параметрах (схема ОИ)

Заменяв в схеме каскада ОИ (рис. 5.11) полевой транзистор его схемой замещения, примем во внимание дифференциальный характер параметров y_{21} и y_{22} . Это значит, что постоянные составляющие токов и напряжений в схеме каскада должны быть приравнены к нулю. Источники постоянного напряжения должны быть закорочены, а ветви схемы, содержащие источники постоянного тока, должны быть разомкнуты. Источник тока в схеме замещения следует рассматривать как источник переменного тока. Таким образом, в расчетах по переменному току схема каскада ОИ будет иметь вид, показанный на рис. 5.14.

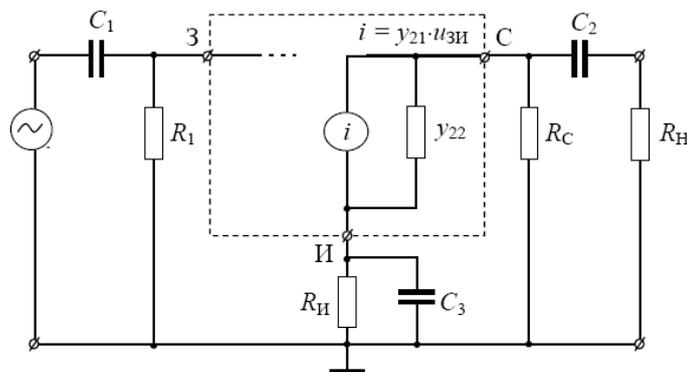


Рис. 5.14. Эквивалентная схема каскада ОИ для расчетов по переменному току

Для простоты на этой схеме не учтено внутреннее сопротивление источника входного сигнала. Параметр транзистора y_{21} зависит от частоты. Его величина резко уменьшается по мере приближения к граничной частоте усиления транзистора. Реактивные сопротивления емкостей C_1 , C_2 и C_3 также зависят от частоты сигнала. На самой нижней частоте рабочего частотного диапазона каскада они могут повлиять на его коэффициент усиления. Но на средних частотах это влияние очень мало. Поэтому мы можем считать, что на этих частотах их сопротивление равно нулю.

Для примера мы рассмотрим порядок расчета каскада на средних частотах усиливаемого сигнала. Учитывая сказанное выше, эквивалентную схему каскада ОИ представим так, как это показано на рис. 5.15.

Целью нашего упрощенного расчета является определение коэффициента усиления каскада по переменному току:

$$K_U = u_{\text{ВЫХ}} / u_{\text{ВХ}}.$$

Очевидно, что выходным напряжением каскада является напряжение, падающее на сопротивлении нагрузки вследствие протекающего через него переменного тока. Из схемы (рис. 5.15) видно, что это напряжение соответствует также падению напряжения на сопротивлении R_C и переменной составляющей напряжения $U_{КЭ}$, т. е. $u_{КЭ}$. Поскольку вследствие шунтирующего влияния емкости C_3 переменная составляющая потенциала истока равна нулю (потенциалы отсчитываем от общего провода), то ток генератора тока i будет равен $y_{21} \cdot u_{3И}$.

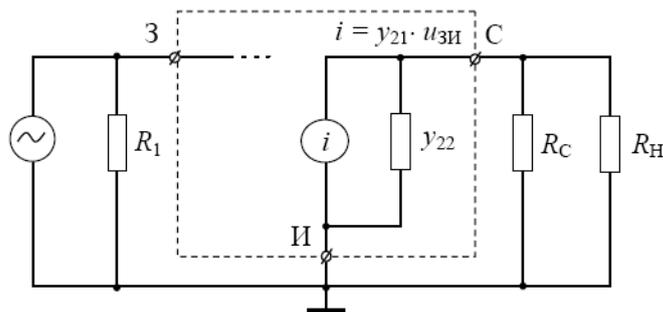


Рис. 5.15. Эквивалентная схема каскада ОИ для расчетов по переменному току на средних частотах

На средних частотах параметр y_{21} приблизительно равен S_0 (величине крутизны статической стоко-затворной характеристики используемого полевого транзистора). Переменная составляющая напряжения $U_{3И}$ равна входному напряжению $u_{\text{ВХ}}$. Из равенств:

$$i_{R_C} R_C = i_{R_H} R_H = u_{\text{ВЫХ}} \quad \text{и} \quad i = i_{R_C} + i_{R_H} = S_0 u_{\text{ЗИ}}$$

находим

$$u_{\text{ВЫХ}} = \frac{S_0 R_C R_H}{R_C + R_H} u_{\text{ВХ}},$$

откуда получим

$$K_u = \frac{S_0 R_C R_H}{R_C + R_H}. \quad (5.24)$$

Расчет величин пассивных элементов и коэффициента усиления схемы ОС производится аналогичным образом.

5.2. Полевые транзисторы со структурой «металл – диэлектрик – полупроводник»

Такие транзисторы сокращенно называют МДП-транзисторами (иногда их называют МОП-транзисторами, поскольку диэлектриком в них является окисел кремния). Они могут быть двух типов: транзисторы с индуцированным каналом и транзисторы со встроенным каналом. В первых из них канал возникает под действием управляющего напряжения, подаваемого между затвором и истоком. В отсутствие такого напряжения эти транзисторы закрыты (поэтому называются нормально закрытыми транзисторами). В случаях, когда такой транзистор используется в качестве нормально закрытого электронного ключа, управление им не потребует каких-либо напряжений для постоянного смещения потенциала затвора. Однако, если организовать соответствующее смещение, транзистор будет работать в качестве линейного усилителя сигналов переменного напряжения [1].

В транзисторах второго типа проводящий канал создается в процессе их изготовления. Поэтому они являются нормально открытыми и могут усиливать переменный сигнал даже без смещения потенциала затвора. Если транзисторы с индуцированным каналом могут работать только в режиме обогащения канала свободными носителями тока необходимого вида, то транзисторы со встроенным каналом способны работать как в режиме обогащения, так и в режиме обеднения. По сравнению с исходным состоянием сопротивление канала этих транзисторов может быть увеличено или уменьшено с помощью внешнего управляющего сигнала.

В МДП-транзисторах (в отличие от транзисторов с управляющим p - n -переходом) металлический затвор изолирован от канала в объеме полупроводника слоем диэлектрика. Кроме того, у МДП-транзисторов имеется еще и четвертый вывод, называемый подложкой (П).

Поскольку принципы действия МДП-транзисторов с индуцированными каналами p -типа и n -типа качественно не отличаются, далее мы сосредоточим свое внимание на МДП-транзисторах с индуцированными каналами p -типа. Полупроводниковая структура транзистора такого типа представлена на рис. 5.16. На рис. 5.16, *а* показана ситуация, где между выводами не включены какие-либо источники напряжения, а на рис. 5.16, *б* – между затвором и истоком приложена разность потенциалов, благоприятная для возникновения индуцированного канала. Выбор полярности источника напряжения $E_{ЗИ}$, который должен обеспечивать протекание тока через канал, осуществляется в соответствии с правилом: истоком является тот электрод, от которого начинают движение основные носители заряда в канале, а стоком – электрод, к которому эти носители заряда движутся.

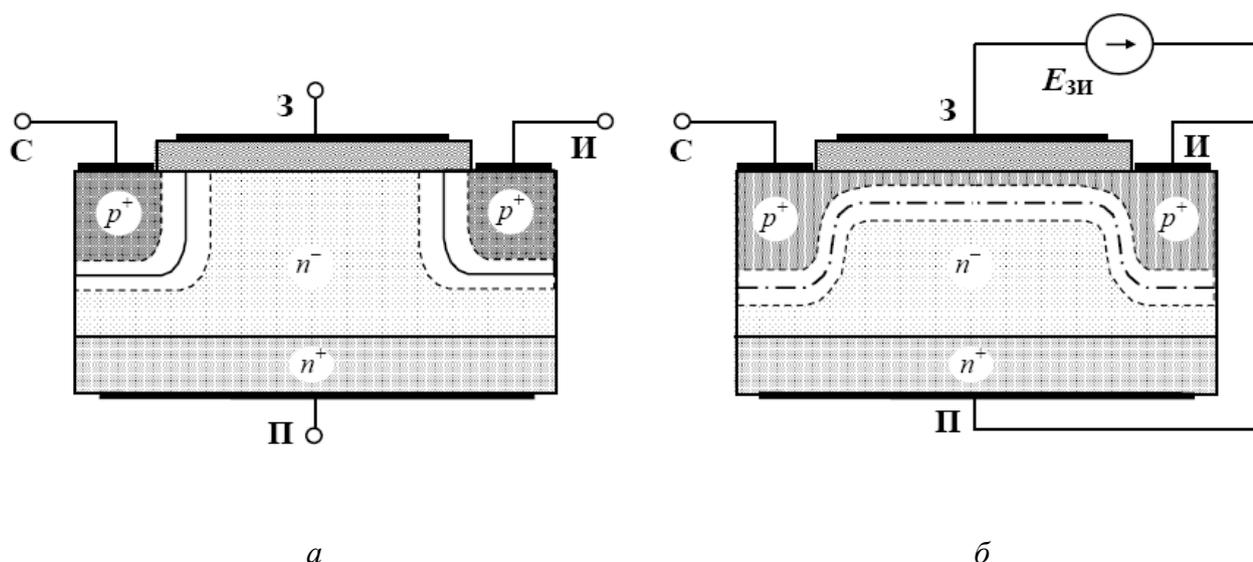


Рис. 5.16. Упрощенная структура МДП-транзистора с индуцированным каналом p -типа и картина, демонстрирующая образование канала под воздействием положительного напряжения между подложкой и затвором

Образование индуцированного канала происходит следующим образом (рис. 5.16, *б*). При подаче на затвор отрицательного напряжения $U_{ЗИ}$ основные носители заряда (электроны) из подзатворного слоя полупроводника с n^- типом проводимости под действием электрического поля $E_{ЗИ}$ дрейфуют в глубь полупроводника, а неосновные носители (дырки) движутся к поверхности. Подзатворный слой приобретает дырочную электропроводность,

т. е. в нем происходит инверсия типа проводимости. Именно этот слой оказывается индуцированным каналом рассматриваемого транзистора. Путем изменения напряжения на затворе можно расширять или сужать канал и тем самым увеличивать или уменьшать сопротивление канала и, следовательно, ток стока. Напряжение на затворе, при котором появляется проводящий канал, называют пороговым напряжением $U_{\text{ЗИ пор}}$. Так как канал возникает постепенно по мере увеличения напряжения на затворе, то для исключения неоднозначности в его определении обычно задается определенное значение тока стока, при превышении которого считается, что потенциал затвора достиг порогового напряжения $U_{\text{ЗИ пор}}$.

По мере удаления от поверхности полупроводника концентрация индуцированных дырок уменьшается. На расстоянии, приблизительно равном толщине канала, электропроводность становится собственной. Затем идет слой, обедненный основными носителями заряда, т. е. *p-n*-переход. Благодаря ему сток, исток и канал изолированы от подложки, поскольку *p-n*-переход смещен приложенным напряжением в обратном направлении. Очевидно, что его ширину и, следовательно, ширину канала можно изменять за счет подачи на подложку дополнительного напряжения относительно электродов стока и истока. Следовательно, током стока можно управлять не только путем изменения напряжения на затворе, но и за счет изменения напряжения на подложке. В последнем случае управление МДП-транзистором аналогично управлению полевым транзистором с управляющим *p-n*-переходом.

Для образования канала на затвор должно быть подано напряжение, большее $U_{\text{ЗИ пор}}$. При этом толщина образующегося инверсного слоя оказывается значительно меньше толщины обедненного слоя; если толщина обедненного слоя колеблется от сотен до тысяч нанометров, то толщина индуцированного канала составляет всего 1...5 нанометров. Другими словами, дырки индуцированного канала «прижаты» к поверхности полупроводника, поэтому структура и свойства границы полупроводник – диэлектрик играют в МДП-транзисторах очень важную роль [2].

Если при некотором значении $U_{\text{ЗИ}}$ между истоком и стоком данного транзистора приложено напряжение $U_{\text{СИ}}$, то дырки, перемещаясь по каналу, создают ток стока $I_{\text{С}}$. Этот ток представляет движение основных носителей в канале (дырок), начинающееся от истока. Вследствие того, что ток $I_{\text{С}}$ в канале согласно закону Ома создает падение напряжения, потенциалы различных поперечных сечений канала окажутся различными. Поэтому ширина ОПЗ *p-n*-перехода, изолирующего канал от остальной части полупроводниковой структуры транзистора, окажется различной. В результате

при некотором критическом значении тока $I_{C \text{ крит}}$ канал окажется пережатым вблизи стока (рис. 5.17). Поэтому дальнейшее повышение тока при увеличении напряжения прекратится.

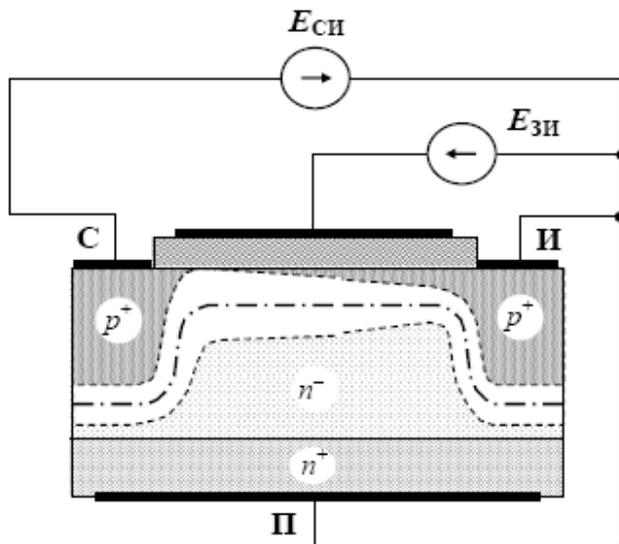


Рис. 5.17. Эффект пережатия канала МДП-транзистора при протекании тока $I_{C \text{ крит}}$

Описанные выше процессы и их влияние на величину тока стока количественно описываются с помощью ВАХ. Рассмотрим семейство выходных ВАХ МДП-транзистора с индуцированным каналом. Из рис. 5.18 видно, что каждый из графиков, соответствующий определенному значению напряжения $U_{зи}$, имеет три участка.

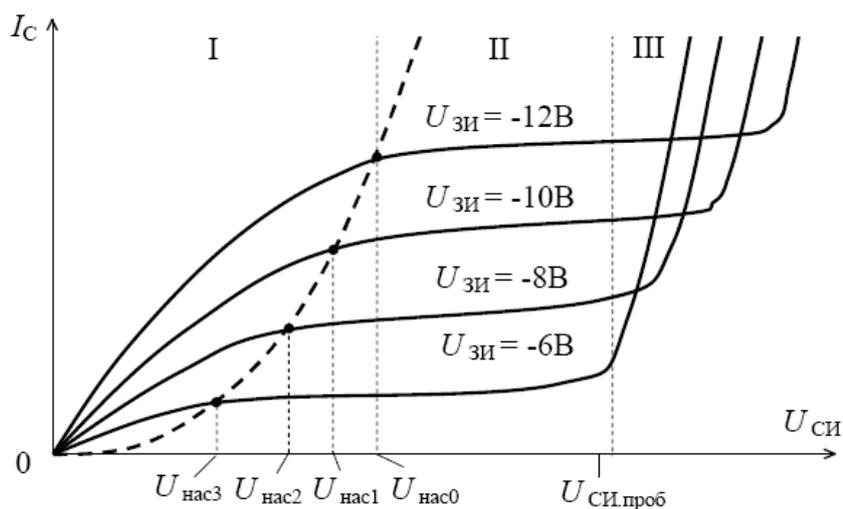


Рис. 5.18. Семейство выходных ВАХ полевого МДП-транзистора с индуцированным каналом

На начальном участке ток стока быстро возрастает (крутая или омическая область). Затем идет слабая зависимость тока стока от напряжения $U_{СИ}$ (пологая область или область насыщения тока стока) и завершает график участок пробоя.

Можно заметить, что выходные ВАХ транзисторов рассматриваемого вида похожи на выходные ВАХ полевых транзисторов с управляющим $p-n$ -переходом. Как и транзисторы с управляющим $p-n$ -переходом, МДП-транзисторы при малых напряжениях $U_{СИ}$ (область I, рис. 5.18) ведут себя подобно линеаризованному управляемому сопротивлению. При увеличении напряжения $U_{СИ}$ ширина канала уменьшается вследствие падения на нем напряжения и изменения результирующего электрического поля. Это особенно сильно проявляется в той части канала, которая находится вблизи стока [3].

Аналитические аппроксимации вольтамперных характеристик МДП-транзисторов не очень удобны и мало применяются в инженерной практике. Однако при ориентировочных оценках тока стока в области насыщения можно использовать уравнение:

$$I_{C\text{нас}} = \frac{S_{\text{уд}}}{2} \left(|U_{ЗИ}| - |U_{ЗИ\text{пор}}| \right)^2, \quad (5.25)$$

где

$$S_{\text{уд}} = \frac{d^2 I_C}{dU_{ЗИ} dU_{СИ}}.$$

Управляющее действие подложки можно учесть путем введения коэффициента влияния по подложке

$$\eta = - \left. \frac{\partial U_{ЗИ}}{\partial U_{ПИ}} \right|_{I_C = \text{const}} = \frac{\partial U_{ЗИ}}{\partial I_C} \frac{\partial I_C}{\partial U_{ПИ}} = \frac{S_{\Pi}}{S}, \quad (5.26)$$

где

$$S_{\Pi} = \left. \frac{\partial I_C}{\partial U_{ПИ}} \right|_{I_C = \text{const}}$$

называется крутизной характеристики на подложке. Она показывает, насколько следовало бы изменить напряжение на затворе, чтобы при изменении напряжения подложки $U_{\text{ПИ}}$ ток стока I_C остался неизменным. Если одновременно действуют напряжения на затворе и подложке, то в выражения (5.25) и (5.26) вместо $U_{\text{ЗИ}}$ следует подставить:

$$U_{\text{ЗИэф}} = U_{\text{ЗИ}} - \eta U_{\text{ПИ}}. \quad (5.27)$$

Инерционные свойства МДП-транзисторов зависят от скорости движения носителей заряда в канале, а также от межэлектродных емкостей между стоком и истоком ($C_{\text{СИ}}$), между подложкой и истоком ($C_{\text{ПИ}}$) и между подложкой и стоком ($C_{\text{СП}}$). Кроме того, быстродействие транзисторов зависит от значений сопротивлений, через которые эти емкости заряжаются и разряжаются. При этом ввиду малого времени пробега носителей заряда через канал, который обычно имеет длину 0,1...5 мкм, влиянием последнего обычно пренебрегают.

При расчете схем, построенных на МДП-транзисторах с индуцированным каналом, используют эквивалентные схемы замещения этих транзисторов, в которых за инерционные свойства отвечают электрические емкости. На рис. 5.19 показана одна из таких схем. Необходимо сказать, что значения емкостей, входящих в эквивалентную схему (рис. 5.19), не всегда известны. К тому же часть из них, в частности $C_{\text{ПС}}$ и $C_{\text{ПИ}}$, меняется в зависимости от напряжений на электродах. Поэтому на практике часто измеряют входную емкость транзистора для схемы с общим истоком ($C_{\text{11И}}$), выходную ($C_{\text{22И}}$) и проходную ($C_{\text{12И}}$) емкости.

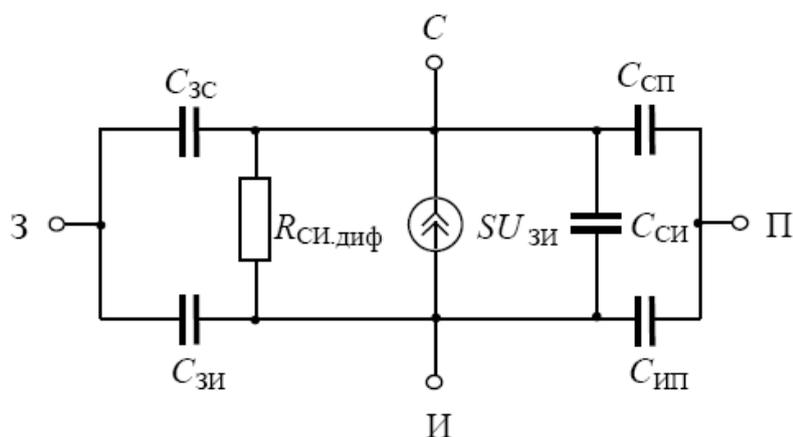


Рис. 5.19. Эквивалентная схема полевого МДП-транзистора со встроенным каналом для режима малого сигнала

Эти емкости характеризуют параметры полевого транзистора, который при заданном режиме измерения представлен эквивалентной схемой рис. 5.20. Данная схема не очень точно отражает особенности транзистора, но ее параметры известны или легко могут быть измерены. Обычно значения емкостей схемы, представленной на рис. 5.20, следующие: $C_{11И} \approx 1 \dots 5$ пФ; $C_{12И} = 0,22$ пФ; $C_{22И} = 2 \dots 6$ пФ.

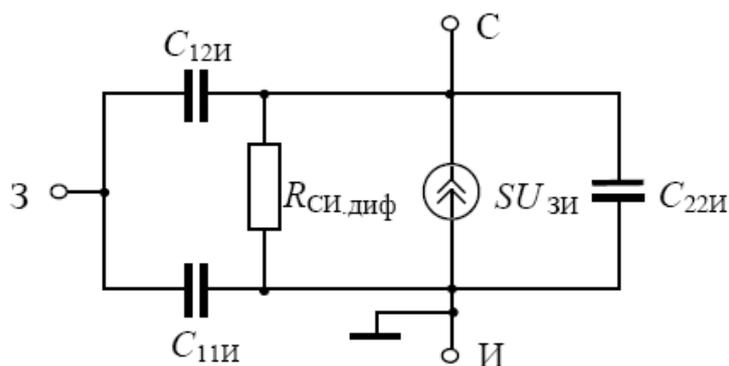


Рис. 5.20. Упрощенная эквивалентная схема полевого МДП-транзистора со встроенным каналом для режима малого сигнала

Помимо включения в эквивалентную схему транзистора межэлектродных емкостей для учета инерционности используют частотную зависимость крутизны стоко-затворной характеристики. Операторное уравнение крутизны характеристики МДП-транзисторов имеет тот же вид, что и для полевых транзисторов с управляющим $p-n$ -переходом:

$$S(\omega) = \frac{S_0}{1 + j(\omega/\omega_{гр})}, \quad (5.28)$$

где $\omega_{гр} \approx \omega_3 = 1/\tau_3$ и $\tau_3 \approx R_{СИ\text{откр}} \cdot C_3$. В типовом случае при длине канала 5 мкм предельная частота, на которой крутизна характеристики уменьшается в 0,7 раза, лежит в пределах нескольких сотен мегагерц [3].

Температурная зависимость порогового напряжения и напряжения отсечки обусловлена изменением положения уровня Ферми, изменением объемного заряда в обедненной области и влиянием температуры на величину заряда в диэлектрике. У МДП-транзисторов можно найти термостабильную рабочую точку, в которой ток стока мало зависит от температуры. У разных транзисторов значение тока стока в термостабильной точке находится в пределах $I_C = 0,05 \dots 0,5$ мА. Важным преимуществом МДП-транзисторов перед

биполярными транзисторами является малое падение напряжения на них при коммутации малых сигналов. Так, если в биполярных транзисторах в режиме насыщения напряжение $U_{КЭ}$ принципиально не может быть меньше нескольких десятков – сотен милливольт, то у МДП-транзисторов при малых токах I_C это падение напряжения (поскольку в этом случае транзистор работает в крутой области) мало и определяется током I_C и сопротивлением канала $R_{СИ\text{откр}}$:

$$U_{СИ} = I_C \cdot R_{СИ\text{откр}} \text{ при } |U_{СИ}| < |U_{СИ\text{нас}}|. \quad (5.29)$$

При уменьшении I_C оно может быть сведено до значения, стремящегося к нулю.

МДП-транзисторы со встроенным каналом. Рассмотрим транзистор с каналом только одного типа (p -типа), поскольку принципы действия транзисторов с каналами p - или n -типа одинаковы.

Такой транзистор изготавливается из пластинки полупроводникового кристалла с невысоким уровнем легирования донорами, имеющего слабо выраженную проводимость n -типа. На одной из поверхностей пластинки методом высокотемпературной диффузии устраивают слой с повышенным содержанием донорной примеси (проводимость n^+). На поверхность этого слоя напыляют металлический слой (электрод подложки). На противоположной поверхности полупроводниковой пластинки методом локальной диффузии акцепторной примеси изготавливают две отделенные друг от друга области полупроводника с p^+ -типом проводимости (области стока и истока), а затем, также методом диффузии, между ними изготавливают тонкий слой канала, имеющий слабо выраженную проводимость p -типа.

Таким образом, стоковая и истоковая области оказываются связанными гальванически (между ними нет p - n -перехода). Между областями с p -типом проводимости и основным объемом полупроводниковой пластинки (подложкой) образуется p - n -переход. На поверхности стоковой и истоковой областей напыляются металлические электроды, к которым припаиваются выводы стока и истока, соответственно. Поверхность полупроводниковой пластинки в месте нахождения канала покрывают слоем изолятора (диоксида кремния), а на этот слой напыляют металлический электрод (затвор). В зависимости от полярности напряжения между каналом и затвором происходит расширение или сужение встроенного канала и, следовательно, уменьшение или увеличение сопротивления канала [1].

Подчеркнем, что в транзисторах со встроенным каналом ток в цепи стока будет протекать и при нулевом напряжении на затворе. Для его прекращения необходимо к затвору приложить положительное напряжение (при структуре с каналом p -типа), равное или большее напряжения отсечки $U_{\text{ЗИотс}}$. При этом дырки из инверсного слоя будут вытеснены в глубь полупроводника практически полностью и канал исчезнет. При приложении отрицательного напряжения канал расширяется и ток увеличивается. Следовательно, МДП-транзисторы со встроенными каналами работают как в режиме обеднения, так и в режиме обогащения.

При ориентировочных оценках тока стока транзистора со встроенным каналом в области насыщения можно использовать уравнение:

$$I_{\text{Снас}} = \frac{S_{\text{уд}}}{2} (U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{ЗИотс}})^2, \quad (5.30)$$

где

$$S_{\text{уд}} = \frac{d^2 I_{\text{С}}}{dU_{\text{ЗИ}} dU_{\text{СИ}}}.$$

Графики семейства выходных ВАХ МДП-транзистора со встроенным каналом отличаются от соответствующих графиков МДП-транзисторов с индуцированным каналом лишь тем, что здесь напряжение $U_{\text{ЗИ}}$ может принимать как положительные значения, так и отрицательные. По своей форме и те, и другие графики идентичны. Здесь тоже имеются крутая (омическая) область (область I), область насыщения тока стока (область II) и область пробоя канала транзистора в наиболее суженном месте (область III).

Для расчетов усилительных схем на МДП-транзисторах со встроенным каналом рекомендуется схема замещения транзистора (рис. 5.21), в состав которой входят следующие элементы: входная емкость транзистора в схеме с общим истоком ($C_{11И}$), его выходная емкость ($C_{22И}$), проходная емкость ($C_{12И}$), выходное дифференциальное сопротивление ($R_{\text{СИ диф}}$) и источник тока, определяющий усилительные свойства транзистора.

Обычно величины емкостей схемы замещения транзистора имеют следующие значения: $C_{11И} \approx 1 \dots 5$ пФ; $C_{12И} = 0,22$ пФ; $C_{22И} = 2 \dots 6$ пФ. Величина сопротивления $R_{\text{СИ диф}}$ варьируется в пределах от десятков до сотен кОм.

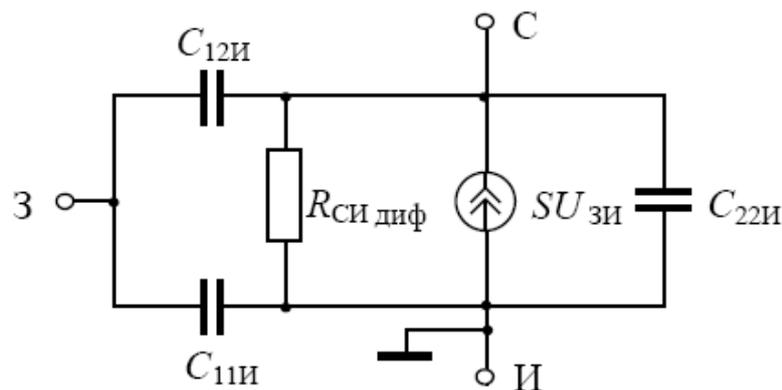


Рис. 5.21. Схема замещения полевого МДП-транзистора со встроенным каналом для режима малого сигнала

Рассмотрим некоторые параметры МДП-транзисторов, основными среди которых являются:

1) крутизна характеристики:

$$S = \frac{\partial I_C}{\partial U_{ЗИ}}$$

при $U_{СИ} = \text{const}$, $U_{ПИ} = \text{const}$, $S = 0,1 \dots 500$ мА/В;

2) крутизна характеристики по подложке:

$$S_{\Pi} = \frac{\partial I_C}{\partial U_{ПИ}}$$

при $U_{СИ} = \text{const}$, $U_{ЗИ} = \text{const}$, $S_{\Pi} = 0,1 \dots 1$ мА/В;

3) начальный ток стока $I_{C \text{ нач}}$ – ток стока при нулевом напряжении $U_{ЗИ}$: $I_{C \text{ нач}} = 0,2 \dots 600$ мА – транзисторы с управляющим $p-n$ -переходом; $I_{C \text{ нач}} = 0,1 \dots 100$ мА – транзисторы с технологически встроенным каналом; $I_{C \text{ нач}} = 0,01 \dots 0,5$ мкА – транзисторы с индуцированным каналом;

4) напряжение отсечки $U_{ЗИ \text{ отс}} = 0,2 \dots 10$ В;

5) пороговое напряжение $U_{ЗИ \text{ пор}} = 1 \dots 6$ В;

б) сопротивление сток-исток в открытом состоянии:

$$R_{СИ \text{ откр}} = 2 \dots 300 \text{ Ом};$$

7) максимальный постоянный ток стока $I_{C \text{ макс}} = 10 \dots 700$ мА;

8) остаточный ток стока $I_{C \text{ ост}}$ – ток стока при напряжении $U_{3И \text{ отс}}$:
 $I_{C \text{ ост}} = 0,001 \dots 10 \text{ мА}$;

9) максимальная частота усиления f_p – частота, на которой коэффициент усиления по мощности K_{yP} равен единице. f_p может принимать значения от десятков до сотен МГц.

Вопросы для самопроверки

1. Что представляет собой полупроводниковая структура полевого транзистора с управляющим p - n -переходом?

2. Как обозначаются на схемах полевые транзисторы с управляющим p - n -переходом?

3. Дайте определения основным статическим параметрам полевого транзистора с управляющим p - n -переходом.

4. Как выглядит статическая схема замещения полевого транзистора с управляющим p - n -переходом?

5. Как выглядят схемные представления основных динамических моделей полевого транзистора с управляющим p - n -переходом?

6. Как выглядит схема замещения полевого транзистора с управляющим p - n -переходом в Y -параметрах?

7. Что представляют собой стокзатворные и выходные вольтамперные характеристики полевого транзистора с управляющим p - n -переходом?

8. Нарисуйте три основные схемы включения полевого транзистора с управляющим p - n -переходом.

9. Как производится выбор рабочей точки полевого транзистора с управляющим p - n -переходом, предназначенного для работы в каскаде линейного усиления?

10. С помощью каких пассивных элементов обеспечивается работа транзистора в выбранной рабочей точке в случае схем ОИ, ОС и ОЗ?

11. Почему параметры полевого транзистора слабо зависят от температуры?

12. Что представляет собой полупроводниковая структура полевого МОП-транзистора?

13. Как обозначаются на схемах полевые МОП-транзисторы?

14. Какие разновидности полевых МОП-транзисторов Вы знаете?

15. Как выглядит статическая схема замещения полевого МОП-транзистора?

16. Как выглядят схемные представления основных динамических моделей полевого МОП-транзистора?

17. Какова схема замещения полевого МОП-транзистора в Y -параметрах?
18. Что представляют собой стокзатворные и выходные вольтамперные характеристики полевого МОП-транзистора?
19. Нарисуйте основные три схемы включения МОП-транзистора.
20. С помощью каких пассивных элементов обеспечивается работа полевого МОП-транзистора в выбранной рабочей точке в случае схем ОИ, ОС и ОЗ?
21. Как зависит входное сопротивление каскада на МОП-транзисторе от частоты?
22. Почему параметры усилительного каскада на полевом транзисторе значительно меньше зависят от температуры, чем параметры подобного каскада на биполярном транзисторе?
23. Как выбирается рабочая точка транзистора у нормально открытого электронного ключа, построенного на полевом транзисторе?
24. Опишите переходные процессы в транзисторном ключе, построенном на полевом транзисторе.
25. Почему транзисторный ключ на комплиментарной паре полевых МОП-транзисторов является более быстродействующим по сравнению с аналогичным ключом на паре биполярных транзисторов?
26. В какие моменты времени работы транзисторного электронного ключа происходит наиболее интенсивное рассеяние тепла на транзисторе?

6. ТИРИСТОРЫ

Тиристорами называются полупроводниковые приборы с тремя и более $p-n$ -переходами, предназначенными для использования в качестве электронных ключей в схемах переключения электрических токов.

В зависимости от конструктивных особенностей и свойств тиристоры делятся на диодные и триодные.

Среди диодных тиристоров (динисторов) различают тиристоры, запираемые и проводящие в обратном направлении, а также симметричные.

Триодные тиристоры (тринисторы) подразделяют на запираемые и проводящие в обратном направлении с управлением по аноду или катоду, симметричные (двунаправленные). Кроме того, в их составе различают группу выключаемых тиристоров.

Условные обозначения тиристоров приведены на рис. 6.1.

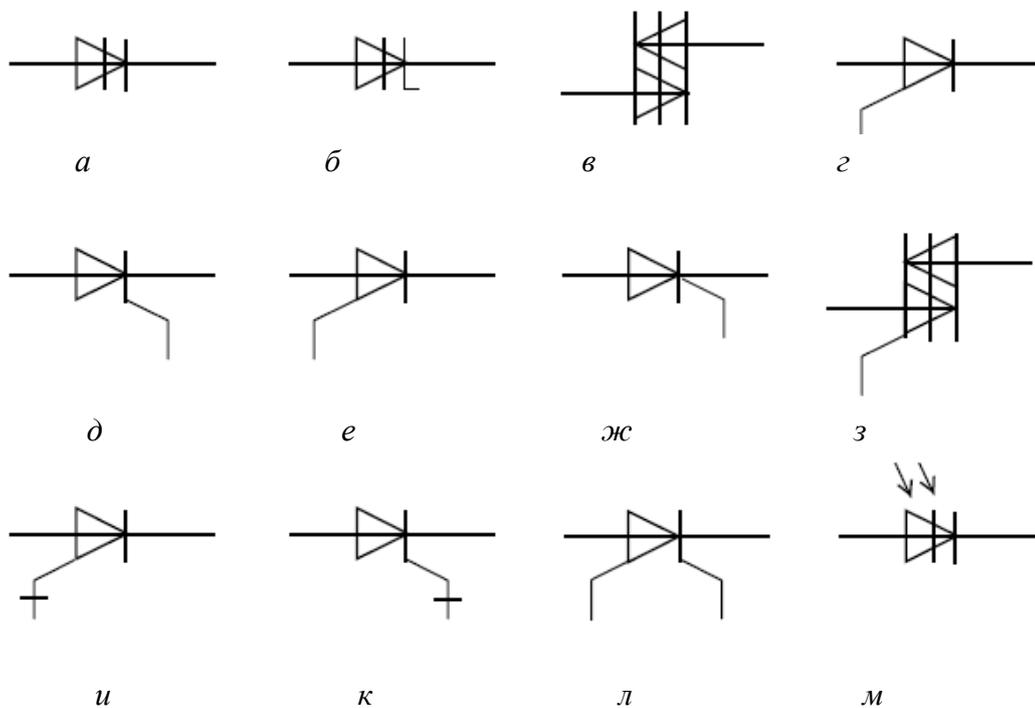


Рис. 6.1. УГО тиристоров: *а* – диодный тиристор (динистора), запираемый в обратном направлении; *б* и *в* – проводящий в обратном направлении и симметричный динисторы; *г* и *д* – триодные тиристоры (тринисторы), запираемые в обратном направлении и управляемые соответственно по аноду и катоду; *е* и *ж* – тринисторы, проводящие в обратном направлении и управляемые соответственно по аноду и катоду; *з* – тринистор симметричный; *и* и *к* – выключаемые тринисторы, проводящие в обратном направлении и управляемые соответственно по аноду и катоду; *л* – тетродный тиристор, запираемый в обратном направлении; *м* – фототринистор

6.1. Динисторы

Простейшие диодные тиристоры (динисторы), запирающиеся в обратном направлении, обычно изготавливаются из кремния и содержат четыре чередующихся p - и n -области (рис. 6.2). Область p_1 , в которую попадает ток из внешней цепи, называют анодной; область n_2 – катодной областью; области n_1 и p_2 – базами. Если к аноду p_1 подключить плюс источника напряжения, а к катоду n_2 – минус, то переходы Π_1 и Π_3 окажутся открытыми, а переход Π_2 – закрытым. Его называют средним переходом. Так как средний p - n -переход Π_2 смещен в обратном направлении, то до определенного значения напряжения почти все приложенное падает на нем.

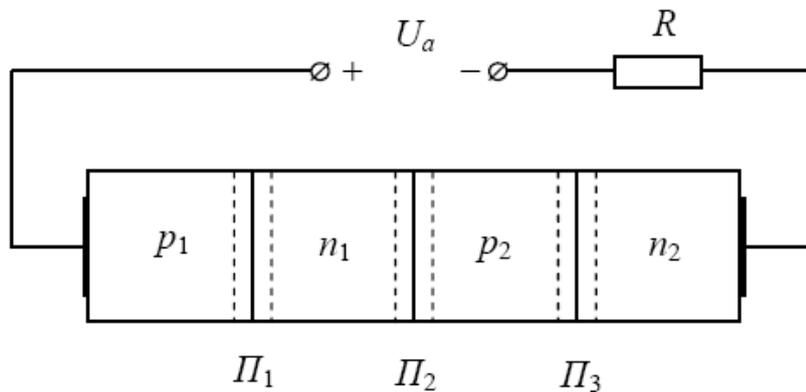
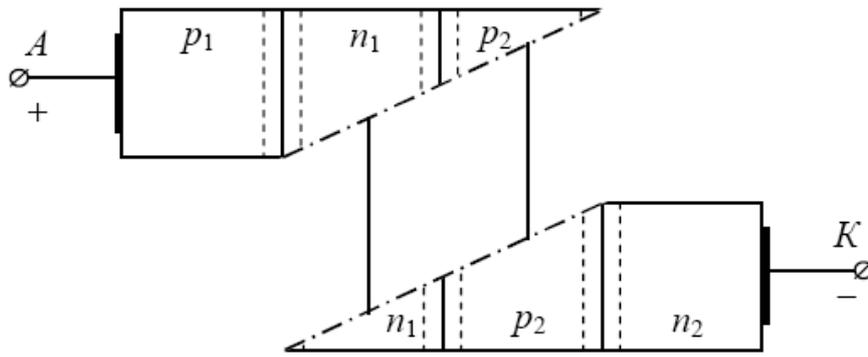


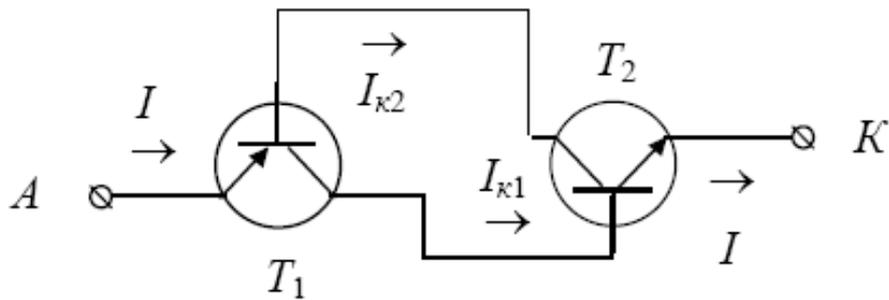
Рис. 6.2. Полупроводниковая структура динистора, запирающегося в обратном направлении

Воображаемое рассечение представленной на рис. 6.2 полупроводниковой структуры (рис. 6.3, а) позволяет определить двухтранзисторный эквивалент динистора. Такая эквивалентная схема изображена на рис. 6.3, б.

Из рис. 6.2 видно, что ток в цепи динистора очевидно определяется сопротивлением среднего перехода Π_2 . Он однозначно зависит от потока дырок $\alpha_1 I$ из p_1 -области и потока электронов $\alpha_2 I$ из n_2 -области. В состав этого тока следует включить также обратный ток среднего p - n -перехода. Так как переходы Π_1 и Π_3 смещены в прямом направлении, из них в области баз инжектируются носители заряда: дырки – из области p_1 , электроны – из области n_2 . Эти носители заряда, диффундируя в областях баз n_1 и p_2 , приближаются к среднему Π_2 переходу и его полем перебрасываются через p - n -переход [1]. Дырки, инжектированные из p_1 -области, и электроны из n_2 движутся через переход Π_2 в противоположных направлениях, создавая общий ток I .



а



б

Рис. 6.3. Структура (а) и схема (б) двухтранзисторного эквивалента динистора

При не слишком больших значениях внешнего напряжения все оно практически падает на среднем переходе Π_2 . Поэтому к переходам Π_1 и Π_3 , имеющим малое сопротивление, приложена малая разность потенциалов, и инжекция носителей заряда через эти переходы невелика. В этом случае ток I мал и равен обратному току через переход Π_2 . При увеличении внешнего напряжения ток в цепи сначала меняется незначительно. При дальнейшем возрастании напряжения, по мере увеличения ширины перехода Π_2 , все большую роль начинают играть носители заряда, образовавшиеся вследствие ударной ионизации. При определенном напряжении носители заряда ускоряются настолько, что при столкновении с атомами в области p - n -перехода ионизируют их, вызывая лавинное размножение носителей заряда. Образовавшиеся при этом дырки под влиянием электрического поля переходят в область p_2 , а электроны – в область n_1 . Ток через переход Π_2 резко увеличивается, а его сопротивление и падение напряжения на нем уменьшаются. Это приводит к повышению напряжения, приложенного к переходам Π_1 и Π_3 , и увеличению инжекции через них, что вызывает

дальнейший рост коллекторного тока и увеличение токов инжекции. Процесс протекает лавинообразно и сопротивление перехода Π_2 становится малым. Носители заряда, появившиеся в различных областях вследствие инжекции и лавинного размножения, приводят к уменьшению сопротивления этих областей тиристора, и падение напряжения на приборе становится незначительным [3].

Эти процессы отражены графически на рис. 6.4.

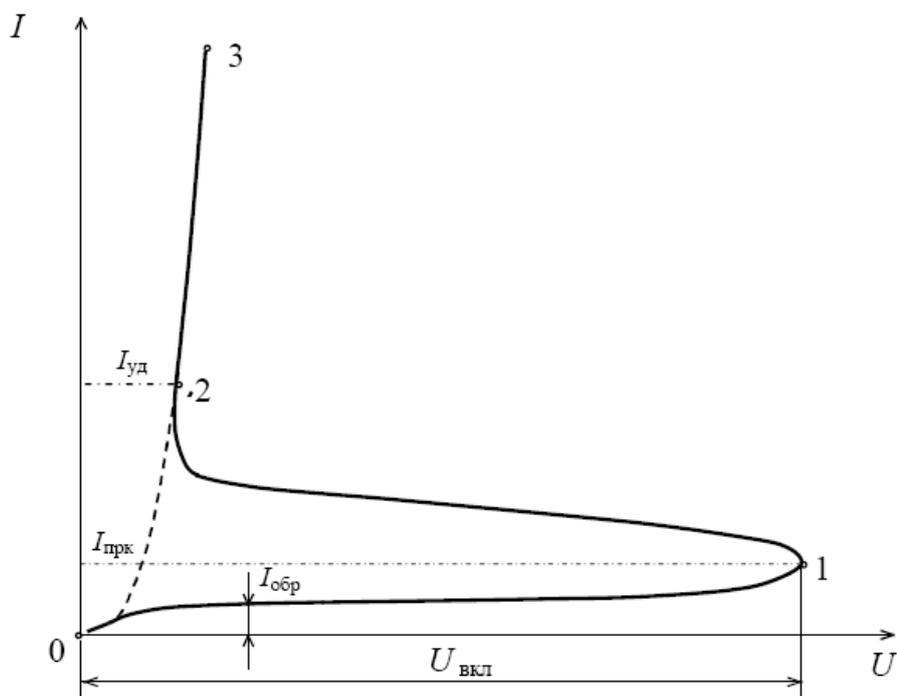


Рис. 6.4. ВАХ динистора

Здесь сплошной жирной линией изображена вольт-амперная характеристика (ВАХ) динистора. Видно, что участок ВАХ между точками 1 и 2 обладает отрицательным дифференциальным сопротивлением. Именно этот участок соответствует процессу пробоя среднего $p-n$ -перехода динистора. Участок ВАХ динистора от начала координат до точки 1 соответствует его закрытому состоянию.

После включения динистора его ВАХ становится аналогичной части прямой ветви характеристики обычного выпрямительного диода, смещенного в прямом направлении (та часть прямой ветви ВАХ такого диода между точками 2 и 3, не совпадающая с ВАХ динистора, на рис. 6.4 показана пунктирной линией параболической формы).

Для определения тока, протекающего через динистор, рассмотрим его двухтранзисторную модель (см. рис. 6.3).

Токи коллекторов транзисторов $n_2-p_2-n_1$ (T_2) и $p_1-n_1-p_2$ (T_1) соответственно равны:

$$I_K(2) = \alpha_2 I + I_{KB0}(2); \quad I_K(1) = \alpha_1 I + I_{KB0}(1), \quad (6.1)$$

где $I_K(1)$ и $I_K(2)$ – коллекторные токи транзисторов эквивалентной схемы динистора; $I_{KB0}(1)$ и $I_{KB0}(2)$ – обратные токи коллекторных переходов этих же транзисторов. Так как $I = I_K(1) + I_K(2)$, то согласно (6.1) имеем:

$$I = I_{KB0} + (\alpha_1 + \alpha_2)I. \quad (6.2)$$

Используем параметр, определяющий стадию лавинного умножения свободных носителей зарядов в среднем p - n -переходе динистора Π_2 и называемый коэффициентом лавинного умножения:

$$M_{\text{л}} = \frac{1}{1 - (U/U_{\text{л.п}})^n}, \quad (6.3)$$

где $U_{\text{л.п}}$ – напряжение, при котором в переходе Π_2 возникает лавинный пробой (при этом $M_{\text{л}} \rightarrow \infty$); U – действующее значение напряжения на этом переходе; $n \approx 4$. Если считать, что коэффициент лавинного умножения в переходе Π_2 для электронов и дырок имеет одинаковое значение, то получим:

$$I = M_{\text{л}}[I(\alpha_1 + \alpha_2) + I_{KB0}(1) + I_{KB0}(2)] = \frac{M_{\text{л}} I_{K0}}{1 - \alpha M_{\text{л}}}, \quad (6.4)$$

где $\alpha = (\alpha_1 + \alpha_2)$; $I_{K0} = I_{KB0}(1) + I_{KB0}(2)$; I_{K0} – обратный ток перехода Π_2 , равный сумме теплового тока, тока термогенерации и тока утечек [3].

Динистор включается, когда $\alpha M_{\text{л}} = 1$. В этом случае ток I ограничен сопротивлением внешней цепи R , так как собственное сопротивление тиристора весьма мало.

Выключение динистора осуществляется за счет уменьшения напряжения внешнего источника до значения, при котором ток $I \approx U/R$ становится меньше тока удержания $I_{\text{уд}}$ (точка 2 на рис. 6.4). Если параллельно с тиристором включить диод, который открывается при обратном напряжении, то получится тиристор, проводящий в обратном направлении.

6.2. Триисторы

Триодные тиристоры (триисторы) отличаются от диодных тем, что база одного из транзисторов имеет внешний вывод (рис. 6.5), который называют управляющим электродом (У).

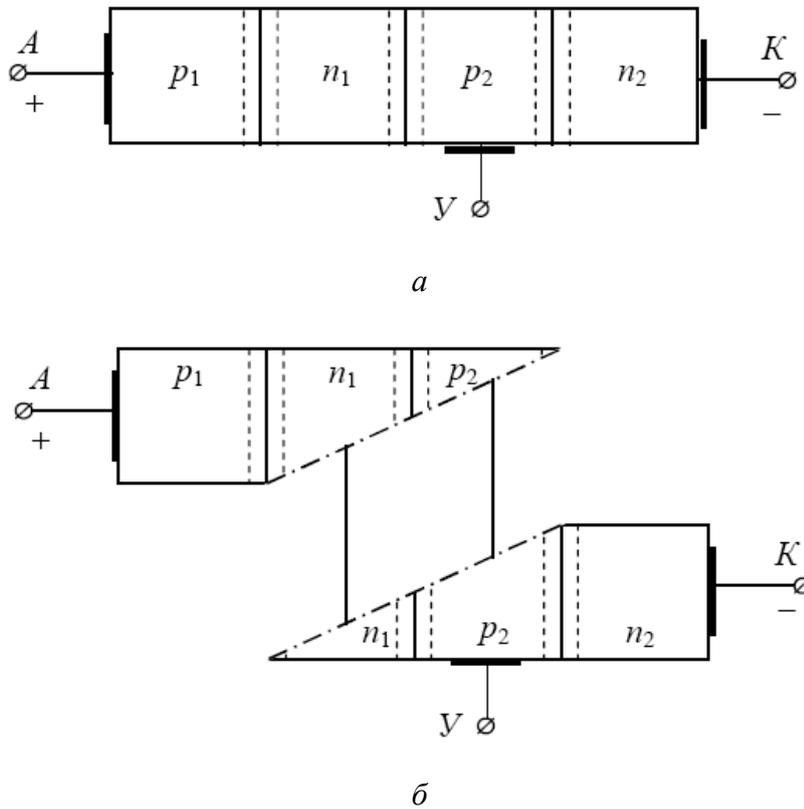


Рис. 6.5. Структура триодного тиристора (триистора): *а* – схема реальной структуры полупроводникового триистора; *б* – воображаемое разделение структуры с целью представления триистора как композиции из двух биполярных транзисторов

На рис. 6.6 представлена схема двухтранзисторного эквивалента триистора.

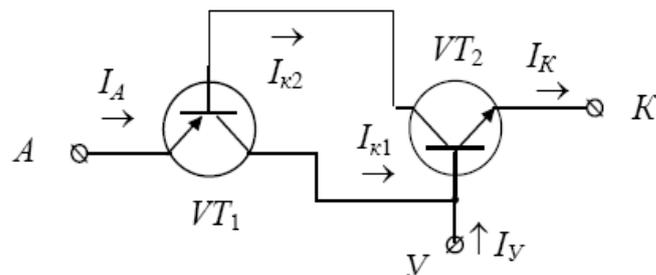


Рис. 6.6. Схема двухтранзисторного эквивалента триистора

Из рис. 6.5 и 6.6 видно, что при подаче в цепь управляющего электрода тока управления (I_y) ток через p_2-n_2 -переход увеличивается [1]. Дополнительная инжекция носителей заряда через $p-n$ -переход приводит к увеличению тока I_K транзистора VT_2 на величину $\alpha_2 I_y$:

$$I = M_{\text{л}} \left[I(\alpha_1 + \alpha_2) + I_{K0}(1) + \alpha_2 I_y \right] = \frac{M_{\text{л}} (I_{K0} + \alpha_2 I_y)}{1 - M_{\text{л}} \alpha}. \quad (6.5)$$

Увеличение тока через запертый коллекторный $p-n$ -переход в первом приближении аналогично увеличению приложенного напряжения, так как в обоих случаях увеличивается вероятность лавинного размножения носителей заряда. Поэтому, изменяя ток, можно менять напряжение, при котором происходит включение тринистора, и тем самым управлять моментом его включения. Семейство вольтамперных характеристик тринистора показано на рис. 6.7. Для того чтобы запереть тринистор, необходимо уменьшить рабочий ток до значения $I < I_{\text{уд}}$ путем понижения питающего напряжения до соответствующего значения [5].

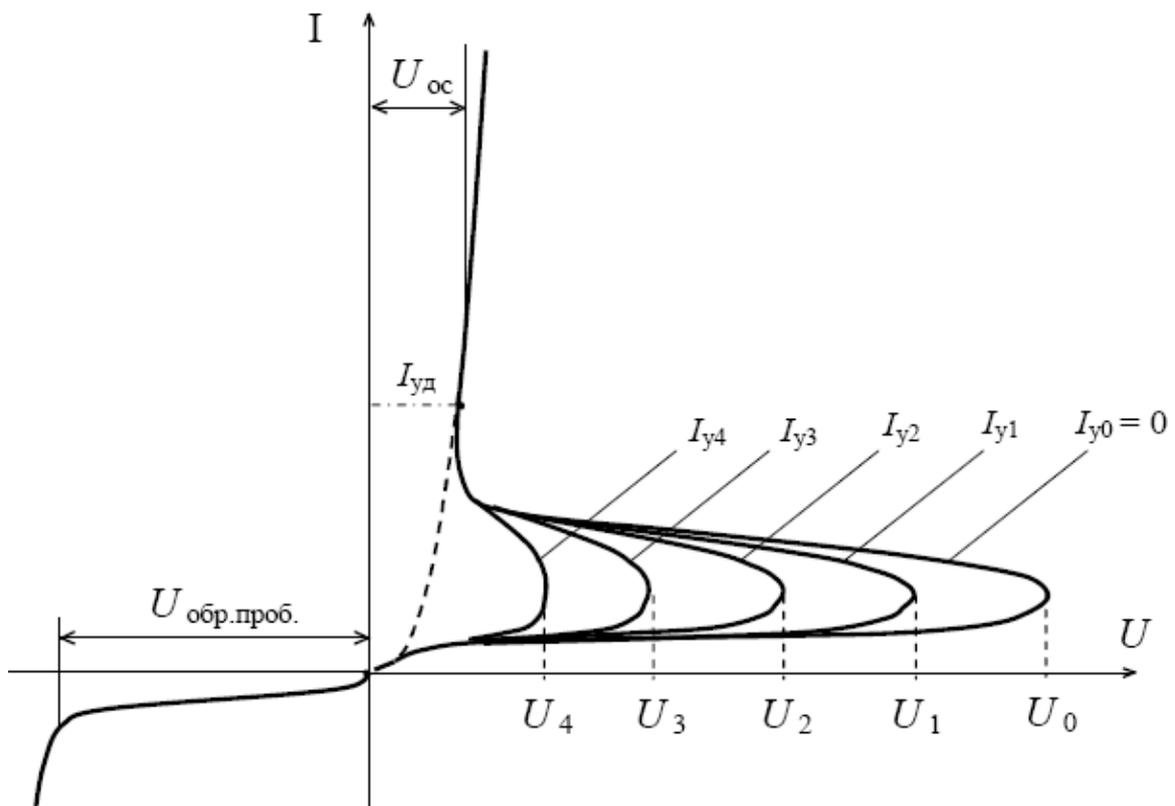


Рис. 6.7. Семейство ВАХ тринистора

Выключить тринистор можно также путем подачи на управляющий электрод напряжения противоположной полярности и создания в его цепи противоположно направленного тока. Появление противоположно направленного управляющего тока приводит к уменьшению концентрации носителей зарядов в базе p_2 и уменьшению коэффициентов передачи тока эмиттера замещающих транзисторов α_1 и α_2 . При $\alpha M_{\text{л}} < 1$ тринистор выключается и ток в его цепи резко уменьшится до значения $I_{\text{обр}}$. Недостатком такого выключения является большое значение обратного тока управляющего электрода, которое приближается к значению коммутируемого тока тринистора. Отношение амплитуды тока тиристора к амплитуде импульса выключающего тока управляющего электрода называется коэффициентом запирания $K = I/I_{\text{у.обр}}$, характеризующим эффективность выключения тринистора с помощью управляющего электрода. В некоторых разработках $K = 4 \dots 7$. Тринисторы с повышенным коэффициентом запирания часто называют выключаемыми или запираемыми.

Однако выключить тринистор можно также путем уменьшения приложенного к его аноду напряжения. Этот процесс можно рассмотреть, пользуясь графиками, представленными на рис. 6.8. Здесь кроме ВАХ изображены нагрузочные прямые, соответствующие анодным напряжениям U_1 и U_2 ($U_2 < U_1$). Полагая, что анодное напряжение понижается, можно увидеть, что при некотором его минимальном значении произойдет скачкообразный переход из открытого состояния тринистора в закрытое состояние [4].

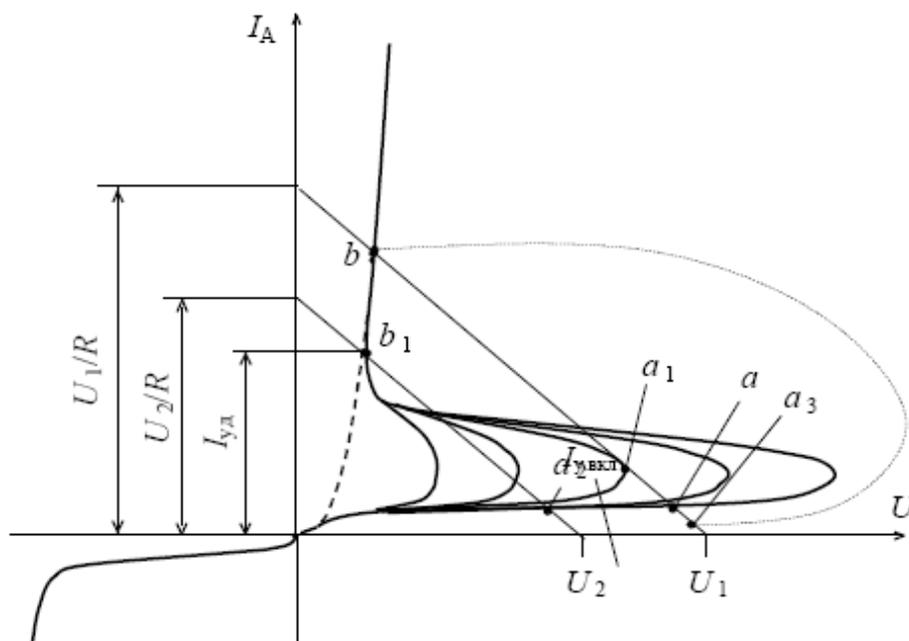


Рис. 6.8. Движение рабочей точки в пространстве ВАХ при выключении тринистора

6.3. Симисторы

В настоящее время кроме тиристоров описанных выше типов, выпускаются приборы с более широкими возможностями. Среди них наиболее широко распространенными являются симметричные тиристоры. Эти приборы позволяют управлять током мощных источников переменного напряжения. Они выполнены на основе пятислойных структур и носят название симисторов. При подаче сигнала одной полярности на управляющий электрод симистор способен включаться как при прямом, так и при обратном напряжении. Об этом ясно говорит вид вольтамперных характеристик этого прибора, показанных на рис. 6.9.

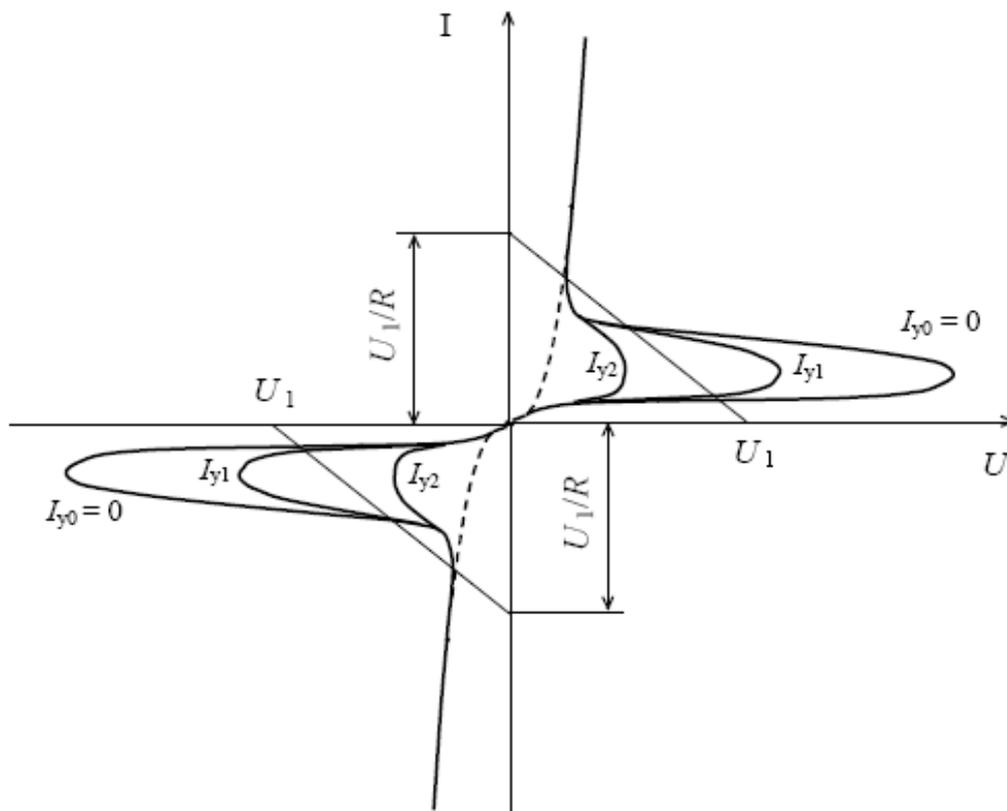


Рис. 6.9. Семейство ВАХ симистора

Видно, что характеристики симистора одинаковы в I и III квадрантах координатной плоскости [5]. Очевидно, что такой прибор способен заменить пару триисторов однополярного типа. По сравнению с электронным ключом, собранным с использованием двух однополярных триисторов, схема управления симистором оказывается более простой.

6.4. Процессы включения и выключения в тринисторах

Процессы включения и выключения тринисторов являются динамическими. Динамические процессы происходят в отрезки времени, соответствующие включению и выключению тринисторов. Грамотное применение и эксплуатация тринисторов предполагает знание особенностей протекания этих процессов и, следовательно, знание их динамических параметров. Действительно, тринистор является электронным ключом, который может находиться в двух статических состояниях – открытом и закрытом. Переход из закрытого состояния в открытое происходит под воздействием сигнала управления. Переход из открытого в закрытое состояние – под воздействием коммутации в анодной цепи или (в случае запираемых тринисторов) под воздействием сигнала управления.

Переход из одного статического состояния в другое происходит относительно быстро за время переходных процессов включения или выключения. Учет этих процессов, так же как и в транзисторных ключах, необходим для оценки быстродействия, энергетических потерь и надежности работы тринистора.

На рис. 6.10 приведены типичные диаграммы переключения тринистора из закрытого состояния в открытое и обратно. По вертикальной оси верхней системы координат отложены значения анодных напряжений (между анодом и катодом тиристора) и значения анодного тока в различные моменты времени протекания переходных процессов. Вертикальная ось нижней координатной системы служит для отображения значений тока управления, подаваемого на управляющий электрод тринистора. Из графиков видно, что в момент t_0 на тиристор передается импульс управления и начинается переходный процесс включения тринистора. На интервале (t_1, t_2) тиристор открыт. В момент t_2 на тринистор подается обратная коммутирующая ЭДС и начинается переходный процесс выключения тринистора – интервал (t_2, t_3) . На интервале (t_3, t_4) тиристор заперт. Динамику переключения тринистора описывают следующие параметры:

1) время включения $t_{\text{вкл}}$ – время от момента подачи управляющего импульса до момента нарастания анодного тока через тринистор до 90 % установившегося значения при включении на активную нагрузку;

2) время задержки $t_{\text{зад}}$ – время от момента подачи управляющего импульса до момента нарастания анодного тока до 10 % установившегося значения I_A ;

3) время нарастания $t_{нр}$ – время, соответствующее нарастанию установившегося значения анодного тока с 10 до 90 %;

4) время выключения $t_{выкл}$ – время от момента, когда анодный ток через тиристор достиг нулевого значения, до момента, когда тиристор способен выдерживать, не переключаясь, прикладываемое в прямом направлении напряжение;

5) критическая скорость нарастания прямого тока через тиристор $(di/dt)_{кр}$, соответствующая максимальному значению скорости нарастания прямого тока через тиристор, не вызывающему необратимых процессов в $p-n-p-n$ -структуре и, следовательно, ухудшения параметров тиристора;

б) критическая скорость нарастания прямого напряжения $(du/dt)_{кр}$ – максимальное значение скорости нарастания прямого напряжения, при котором не происходит включения тиристора при заданном напряжении и разомкнутой цепи управляющего электрода.

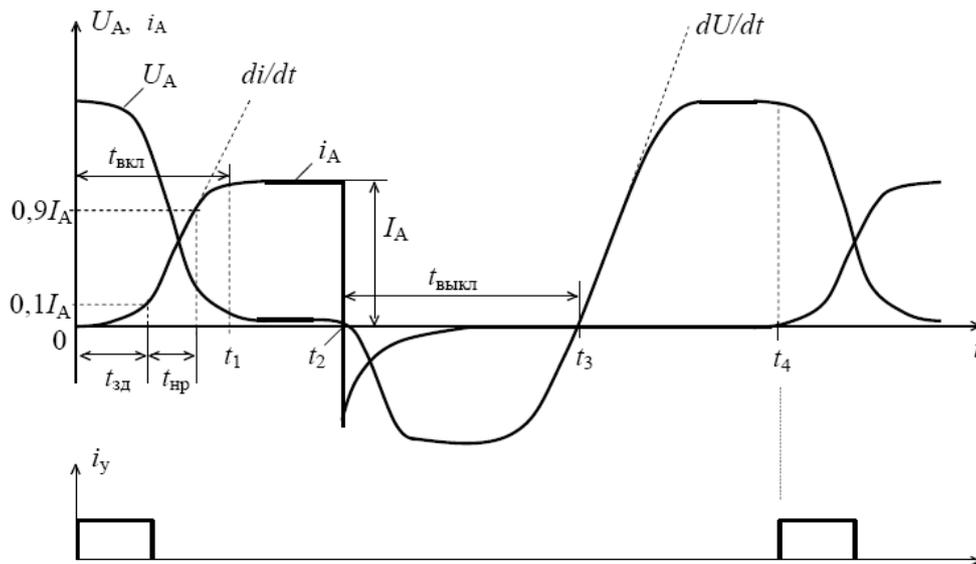


Рис. 6.10. Временные диаграммы переключения тристора

Рассмотрим переходной процесс включения тиристора током управления при малых анодных токах. При подаче «скачком» положительного тока управления в p -базу тиристора анодный ток возрастает не мгновенно, а в течение некоторого времени, которое определяется переходным процессом включения тиристора. Включение тиристора на малые токи характеризуется тем, что проводящее состояние занимает практически всю площадь полупроводниковой структуры прибора. При этом в обеих базах тиристора устанавливается низкий уровень инжекции носителей заряда. Допустим,

что тиристор включается на высокоомную и чисто активную анодную нагрузку. Тогда в переходном процессе включения можно выделить три этапа: физической задержки, регенерации и установления сопротивления базы (этап установления) [1].

На этапе физической задержки, когда ток базы транзистора T_1 ($p-n-p$ -типа) ещё мал ($I_{B1} < I_1$), этот транзистор заперт. Но транзистор T_2 , составляющий $p-n-p-n$ -структуру тиристора, в это время открыт. Изменение заряда в базе транзистора T_2 описывается уравнением:

$$\frac{dQ_2}{dt} + \frac{Q_2}{\tau_{B2}} = I_y - I_2 \quad (6.6)$$

где Q_2 – заряд неосновных носителей в p -базе тиристора; τ_{B2} – эффективное время жизни неосновных носителей заряда в p -базе; I_2 – ток, протекающий через эмиттерный шунт r_2 .

Таким образом, анодный ток тиристора на этапе физической задержки равен коллекторному току I_{K2} транзистора T_2 (см. рис. 6.7). С учетом зависимости коллекторного тока от тока базы можно записать:

$$I_{K2} = 0 \text{ при } I_{B2} < I_2; \quad (6.7)$$

$$I_{K2} = \beta_2 (I_{B2} - I_2) \text{ при } I_{B2} > I_2, \quad (6.8)$$

где β_2 – коэффициент передачи тока базы транзистора T_2 .

Решая уравнение (6.6), получаем зависимость коллекторного тока I_{K2} от времени:

$$I_{K2}(t) = \frac{Q_2(t)}{\tau_{K2}} = I_A(t) = \beta_2 (I_y - I_2) (1 - e^{-t/\tau_{B2}}). \quad (6.9)$$

При этом предполагается, что в исходном состоянии накопленный заряд в базе транзистора отсутствует:

$$Q_2(0) = 0. \quad (6.10)$$

Этап физической задержки оканчивается в момент отпирания транзистора T_1 , составляющего $p-n-p-n$ -структуру. Это происходит при достижении коллекторным током $i_{K2} = i_A$ значения I_1 :

$$I_{K2}(t_{ф.з}) = I_1. \quad (6.11)$$

Длительность этапа физической задержки $t_{ф.з}$ определим, подставив (6.11) в (6.9). В результате получим:

$$t_{ф.з} = \tau_{Б2} \frac{I_y - I_2}{I_y - I_2 - I_1/\beta_2}. \quad (6.12)$$

После того как откроется транзистор T_1 , заканчивается этап физической задержки и начинается этап регенерации. На этом этапе открыты оба транзистора, составляющих p - n - p -структуру, причем они работают в активной нормальной области, что обеспечивает действие внутренней положительной обратной связи. На этом этапе изменение зарядов в базах тиристора, т. е. в p -базе транзистора T_2 и в n -базе транзистора T_1 , описывается по методу заряда следующими уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dQ_1}{dt} + \frac{Q_1}{\tau_{Б1}} &= \frac{Q_2}{\tau_{К2}} - I_1; \\ \frac{dQ_2}{dt} + \frac{Q_2}{\tau_{Б2}} &= \frac{Q_1}{\tau_{К1}} + I_y - I_2, \end{aligned} \right\} \quad (6.13)$$

где члены $Q_1/\tau_{К1}$ и $Q_2/\tau_{К2}$ учитывают внутреннюю положительную обратную связь (ПОС) в тиристоре, т. е. учитывают появление в соответствующих базах коллекторных токов $I_{К1} = Q_1/\tau_{К1}$ и $I_{К2} = Q_2/\tau_{К2}$. Начальные заряды в базах равны:

$$Q_2(0) = Q_2(t_{ф.з}) = \tau_{К2}I_1 \quad \text{и} \quad Q_1(0) = 0.$$

Решение системы уравнений (6.13) с учетом начальных условий можно представить в виде:

$$\left. \begin{aligned} Q_1(t) &= q_1 + q_2 \exp\left(\frac{t}{\tau_{пер}}\right) + q_3 \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right); \\ Q_2(t) &= q_4 + q_5 \exp\left(\frac{t}{\tau_{пер}}\right) + q_6 \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right), \end{aligned} \right\} \quad (6.14)$$

где q_1, \dots, q_6 – коэффициенты, определяемые параметрами структуры тиристора; $1/\tau_{\text{рег}}$ и $1/\tau_0$ – корни системы уравнений:

$$a = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{\text{Б1}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Б2}}} \right); \quad \frac{1}{\tau_0} = \sqrt{a^2 + \frac{\beta_1 \beta_2 - 1}{\tau_{\text{Б1}} \tau_{\text{Б2}}}}; \quad \frac{1}{\tau_{\text{рег}}} = -a + \frac{1}{\tau_0}. \quad (6.15)$$

Постоянная времени $\tau_{\text{рег}}$ определяет скорость нарастания экспоненты с положительным показателем в решении системы уравнений и называется постоянной времени регенерации. Только при условии $1/\tau_{\text{рег}} > 0$ возможно накопление заряда в базах тиристора и его включение. Условие $1/\tau_{\text{рег}} > 0$ обеспечивается при выполнении неравенства (6.15):

$$\beta_1 \beta_2 - 1 > 0. \quad (6.16)$$

Это условие является необходимым для включения тиристора. Достаточным для включения тиристора можно считать условие, при котором производная изменения заряда в одной из баз тиристора больше нуля, при этом заряд в этой базе возрастает, что, согласно системе уравнений (6.13), со временем неизбежно вызывает увеличение заряда в другой базе, и тиристор включается.

Для неосновных носителей (дырок) в n -базе тиристора можно представить производную изменения заряда в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dQ_1}{dt} = & \frac{1}{2} \frac{\tau_0}{\tau_{\text{К2}}} \left\{ I_y \left(1 - \exp \left(\frac{-t_y}{\tau_{\text{Б2}} + \tau_{\text{рег}}} \right) \right) - \left(I_2 + \frac{I_1}{\beta_2} \right) \right\} \exp \frac{t}{\tau_{\text{рег}}} + \\ & + \frac{1}{2} \frac{\tau_0}{\tau_{\text{К2}}} \left\{ I_y \left(\exp \frac{t_y}{\tau_{\text{рег}}} - 1 \right) + \left(I_2 + \frac{I_1}{\beta_2} \right) \right\} \exp \left(\frac{-t}{\tau} \right), \end{aligned} \quad (6.17)$$

где t_y – длительность импульса управления.

Таким образом, из (6.17) следует, что включение тиристора возможно только при достижении некоторой минимальной амплитуды тока управления $I_{y \text{ min}}$, обеспечивающей положительное значение множителя при экспоненте с положительным показателем степени:

$$I_{y \text{ min}} = \frac{I_2 + I_1/\beta}{1 - \exp(-t_{\text{H}}/\tau_{\text{ВКЛ}})}. \quad (6.18)$$

Из (6.18) видно, что даже при подаче на вход тиристора постоянного тока управления (бесконечно большая длительность импульса управления) включение тиристора произойдет лишь при достижении некоторого значения $I_{y.ct}$:

$$I_{y.ct} = I_2 + \frac{I_1}{\beta_2}. \quad (6.19)$$

Ток управления $I_{y.ct}$ называется статическим током управления и определяет минимальное значение постоянного тока управления, при котором может включиться тиристор. Практически этот параметр характеризует помехоустойчивость тиристорov [3].

Из (6.13) при изменении зарядов в базах можно определить, как меняется во времени анодный ток тиристора на этапе регенерации:

$$I_A = I_{K1} + I_{K2} = \frac{Q_1}{\tau_{K1}} + \frac{Q_2}{\tau_{K2}}, \quad (6.20)$$

откуда, учитывая только экспоненту с положительным корнем $1/\tau_{рег}$, получаем:

$$I_A(t) = B_{рег} (I_y + I_{y.ct}) \exp \frac{t}{\tau_{рег} - 1}. \quad (6.21)$$

Для оценки длительности этапа регенерации при включении на активную нагрузку из (6.21) имеем:

$$t_{рег} \approx \tau_{рег} \cdot \ln \left[1 + \frac{I_A}{B_{рег} (I_y - I_{y.ct})} \right], \quad (6.22)$$

где I_A – амплитуда анодного тока тиристора (при полном включении прибора), $I_A \approx E_A/R_A$; $B_{рег}$ – коэффициент регенерации тиристора. Значение коэффициента регенерации определяется «силой» взаимного влияния транзисторов $p-n-p-n$ -структуры при включении тиристора, т. е. глубиной внутренней ПОС, и пропорционально коэффициентам передачи тока базы транзисторов $p-n-p-n$ -структуры.

Начало этапа установления открытого состояния в переходном процессе включения тиристора на малые токи соответствует смещению коллекторного перехода в прямом направлении. Длительность этого этапа определяется накоплением носителей – модуляцией проводимости базовых областей. Переходный процесс на этом этапе характеризуется падением напряжения на тиристоре от значения U_F в момент изменения полярности на коллекторном (центральном) переходе до установившегося значения по мере накопления носителей в базах [2].

Тиристоры, включаемые на большие анодные токи, имеют значительную площадь структуры. Такой прибор можно рассматривать как состоящий из многих соединенных параллельно приборов (рис. 6.11), где $U_y > U_{y1} > > U_{y2} > U_{y3}$; $I_{A1} > I_{A2} > I_{A3} > I_{A4}$.

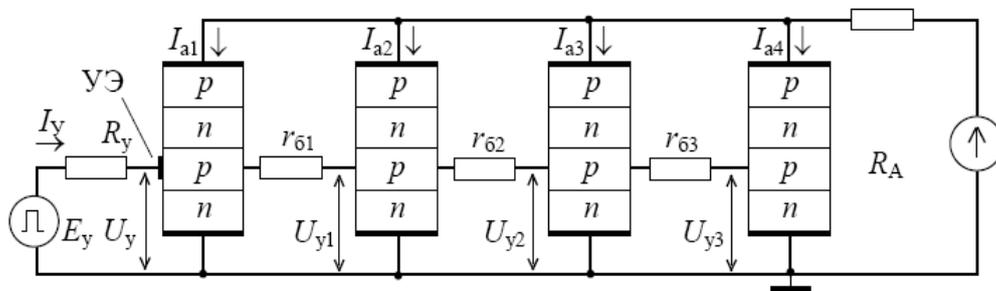


Рис. 6.11. Включение тиристора большой площади

6.5. Эффект di/dt

Рассмотрим переходной процесс включения тиристора током управления при больших анодных токах (свыше 10...50 А) при активной нагрузке. В той части структуры, которая расположена ближе к управляющему электроду, напряжение между катодом и управляющим электродом:

$$U_y = E_y - I_y R_y, \quad (6.23)$$

в то время как напряжение на остальных частях по мере удаления от управляющего электрода убывает на величину, равную падению на сопротивлениях базы r_B в радиальном направлении (по оси x):

$$U_y(x) = E_y - I_y (R_y + r_B(x)). \quad (6.24)$$

В результате основная доля I_{A1} анодного тока будет протекать вблизи управляющего электрода.

На рис. 6.12 схематически показано распределение тока в приборе большой площади, откуда видно, что при подаче управляющего тока электроны инжектируются переходом Π_3 неоднородно. Чем выше радиальное сопротивление базы, тем неравномернее распределен инжектированный ток по площади прибора. Эта неравномерность включения усиливается часто микронеоднородностью структуры тиристора и рядом других дополнительных эффектов. В результате включение тиристора происходит в некоторой области начального включения (ОНВ). Далее область включения распространяется с относительно малой скоростью по всей площади структуры [3].

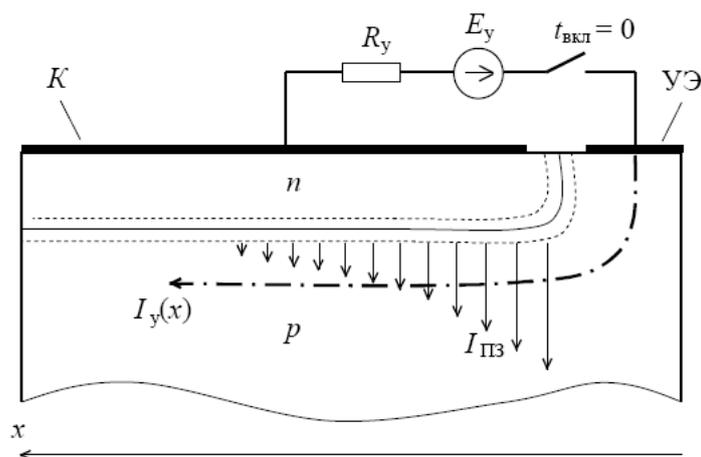


Рис. 6.12. Распределение инжектируемого переходом Π_3 электронного тока в тиристоре большой площади для момента $t = 0$ подачи тока управления

Полное включение площади структуры происходит не за счет импульса управления, а за счет диффузии и дрейфа носителей от ОНВ в базовые области в радиальном направлении. Площадь ОНВ S_0 существенно зависит от периметра управляющего электрода и параметров импульса управления. При некотором минимальном токе управления ОНВ представляет собой точку. Дальнейшее увеличение тока управления приводит к расширению ОНВ вдоль периметра управляющего электрода (УЭ), образованию дополнительных проводящих точек у управляющего электрода. При некотором токе управления ОНВ может охватить почти весь периметр УЭ. Типичное значение этого тока управления для большинства отечественных тиристоров равно $1 \dots 2$ А. Увеличение S_0 достигается за счет роста периметра УЭ.

Однако следует отметить, что для структур с большим периметром УЭ не всегда даже при больших I_y образуется ОНВ по всему периметру. Это объясняется микронеоднородностью параметров $p-n-p-n$ -структуры по периметру УЭ. Обычно S_0 составляет примерно $0,1 \dots 0,5$ мм². Образование ОНВ

происходит относительно быстро. Малые размеры ОНВ приводят к ее разогреву из-за большой плотности энергии – это эффект локализации энергии при включении (эффект di/dt). В результате переходный процесс включения тиристоров в таких режимах характеризуется изменением уровня инжекции (плотности анодного тока) и температуры структуры в широких пределах. Так, вблизи центрального перехода $p-n-p-n$ -структуры плотность тока в области начального включения может изменяться в диапазоне $1...100 \text{ А/см}^2$, а температура от начального уровня может возрасти до температуры, близкой к температуре плавления кремния ($\sim 1\,000 \text{ }^\circ\text{C}$). Эти изменения влияют на электрофизические параметры $p-n-p-n$ - структуры и, прежде всего, на коэффициенты усиления β_1 и β_2 транзисторов, составляющих тиристорную структуру [3].

6.6. Переходной процесс включения тиристора по аноду (эффект du/dt)

При исследовании процесса включения тиристора по аноду было обнаружено явление, получившее название эффекта du/dt . Как оказалось, напряжение переключения $U_{\text{прк}}$ зависит от скорости нарастания напряжения между анодом и катодом: с ростом du/dt напряжение переключения снижается. В большинстве случаев эксплуатации такое снижение $U_{\text{прк}}$ под воздействием du/dt , а также включение тиристора по аноду за счет du/dt недопустимо. Анализ переходного процесса включения тиристора по аноду под воздействием эффекта du/dt необходим для оценки помехоустойчивости и быстродействия тиристора.

При подаче скачка анодного напряжения ΔU_A с фронтом t_ϕ (рис. 6.13) переходы Π_1 и Π_3 смещаются в прямом направлении, а переход Π_2 – в обратном. Электроны – закрашенные кружочки на рис. 6.14 – со стороны слоя n -типа у перехода Π_2 начинают перемещаться в направлении анода, оставляя после себя положительные ионы донорной примеси. Подобным же образом дырки (не зачерненные кружочки), двигаясь в направлении катода, оставляют нескомпенсированные ионы акцепторной примеси в слое p -типа вблизи Π_2 . В результате образуется ОПЗ из доноров и акцепторов. Перемещенный заряд создает избыточное количество дырок и электронов вблизи переходов Π_3 и Π_1 соответственно (рис. 6.14). Описанный процесс – это заряд барьерной емкости C_{Π_2} центрального (коллекторного) перехода Π_2 .

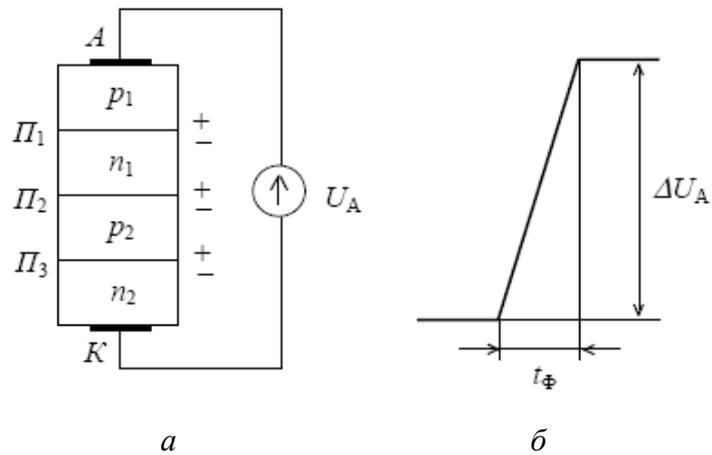


Рис. 6.13. Изменение напряжения между анодом и катодом тиристора в эффекте du/dt :
a – полупроводниковая структура тиристора и схема включения анодного напряжения;
б – схема определения быстродействия тиристора

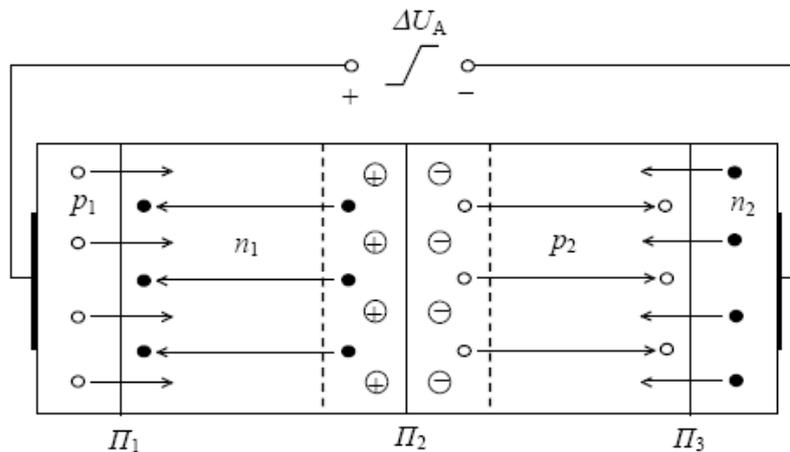


Рис. 6.14. Перемещение носителей заряда в структуре тиристора (эффект du/dt)

Перемещение электронов понижает потенциал слоя n_1 по отношению к p_1 , что вызывает инжекцию дырок из эмиттерного слоя p_1 через переход Π_1 в базу n_1 для восстановления электронейтральности. Инжектированные дырки диффундируют к коллекторному переходу Π_2 , где собираемое их количество зависит от избыточного заряда в базе n_1 . Таким же образом перемещенные дырки повышают потенциалы области p_2 по отношению к области n_2 , вызывая инжекцию электронов переходом Π_3 .

Инжектированные электроны диффундируют к Π_2 и собираются им в количестве, зависящем от избыточного заряда в базе n_2 . Электроны, собранные Π_2 , переходят внутрь n_1 и заставляют Π_1 инжектировать дырки для соблюдения закона нейтральности базы; аналогично ведут себя дырки, собираемые Π_2 и т. д.

Описанный механизм – это процесс самопроизвольного включения тиристора под действием внутренней ПОС (Положительная обратная связь), возбуждаемый скачком анодного напряжения. При этом в базы транзисторов, представляющих *p-n-p-n*-структуру тиристора, поступают импульсы емкостного тока:

$$I_C = \frac{C \cdot \Delta U_A}{t_\Phi}, \quad (6.25)$$

где

$$C = \frac{1}{\Delta U_A} \int_0^{\Delta U_A} C(u) du$$

интегральная емкость коллекторного перехода [3].

Таким образом, действие емкостного тока центрального перехода эквивалентно поступлению одинаковых токов управления в обе базы *p-n-p-n*-структуры тиристора. Отсюда ясно, что основная задача анализа эффекта du/dt сводится к ответу на вопрос: включится ли тиристор под воздействием импульса емкостного тока при заданных ΔU_A и t_Φ (или при заданном dU_A/dt).

6.7. Переходной процесс выключения тиристора

Процессы, протекающие при выключении тиристорov, часто определяют предельное быстродействие, энергетические показатели и надежность работы тиристорного устройства. Параметры, характеризующие процесс выключения, оказывают решающее влияние на выбор элементов, обеспечивающих запираение тиристора (узлов коммутации). Тем самым эти параметры в значительной степени определяют массу, габаритные размеры, стоимость, КПД и ряд других технико-экономических показателей тиристорной аппаратуры в целом. Зачастую именно параметры процесса выключения обуславливают выбор схемы тиристорного устройства [2].

Прежде всего, рассмотрим выключение тиристора по аноду, когда между анодом и катодом тиристора подается запирающее напряжение. Обсудим кратко причины специфических временных зависимостей напряжения между анодом и катодом тиристора и анодного тока тиристора, которые качественно представлены на рис. 6.15.

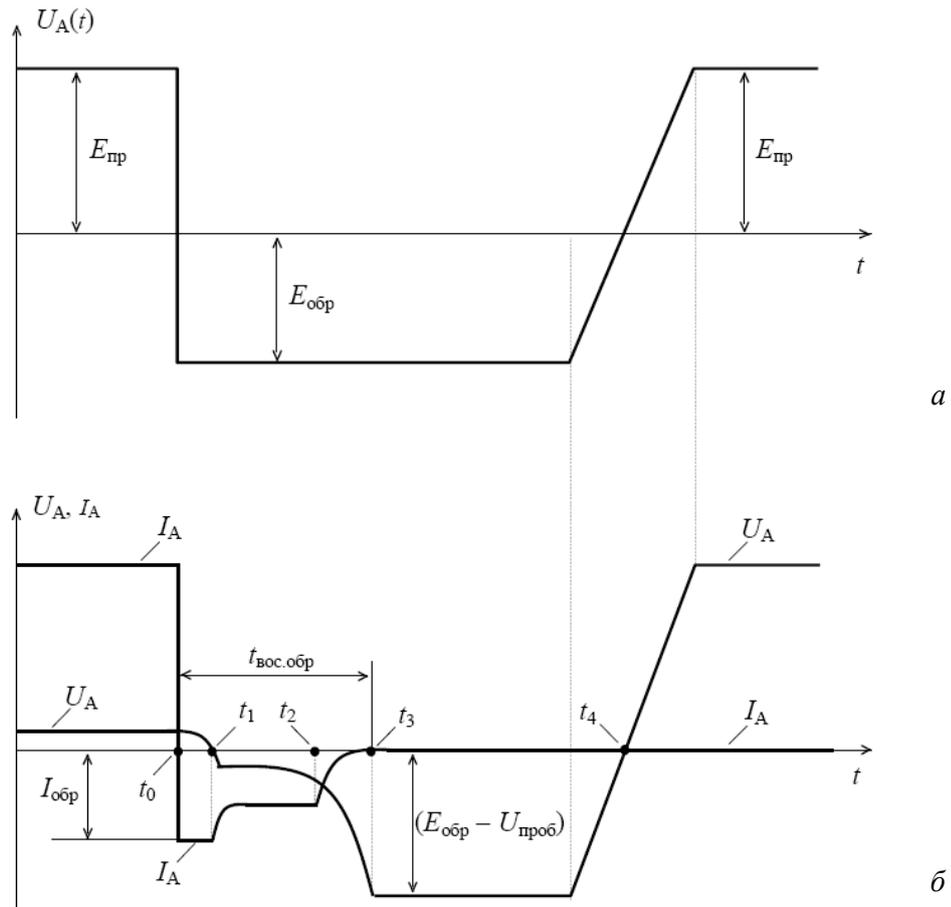


Рис. 6.15. Диаграммы изменения коммутирующей ЭДС (а), анодного тока и напряжения на тиристоре (б)

Для начала отметим, что поскольку процесс выключения связан с рекомбинацией избыточных носителей, то время выключения $t_{\text{выкл}}$ будет существенно зависеть от времени жизни дырок и электронов в $p-n-p-n$ -структуре. В открытом состоянии тиристора все его $p-n$ -переходы находятся в проводящем состоянии – два перехода (Π_1 и Π_3) проводят вследствие их прямого смещения, а переход Π_2 – вследствие электрического пробоя, вызванного управляющим током. Так как почти все напряжение падает на нагрузочном сопротивлении, падение напряжения на самом тиристоре мало. Коэффициенты инжекции эмиттерных переходов Π_1 и Π_3 , близки к 1, и поэтому неосновные носители заряда будут только в базовых областях структуры. Для нас важными являются также временные изменения распределения свободных носителей заряда по объему полупроводниковой структуры тиристора, показанные на рис. 6.16 [5].

В частности, распределение дырок и электронов в открытом состоянии тиристора до момента начала его закрытия обратным анодным напряжением ($t < t_0$) показано на рис. 6.16 жирной линией.

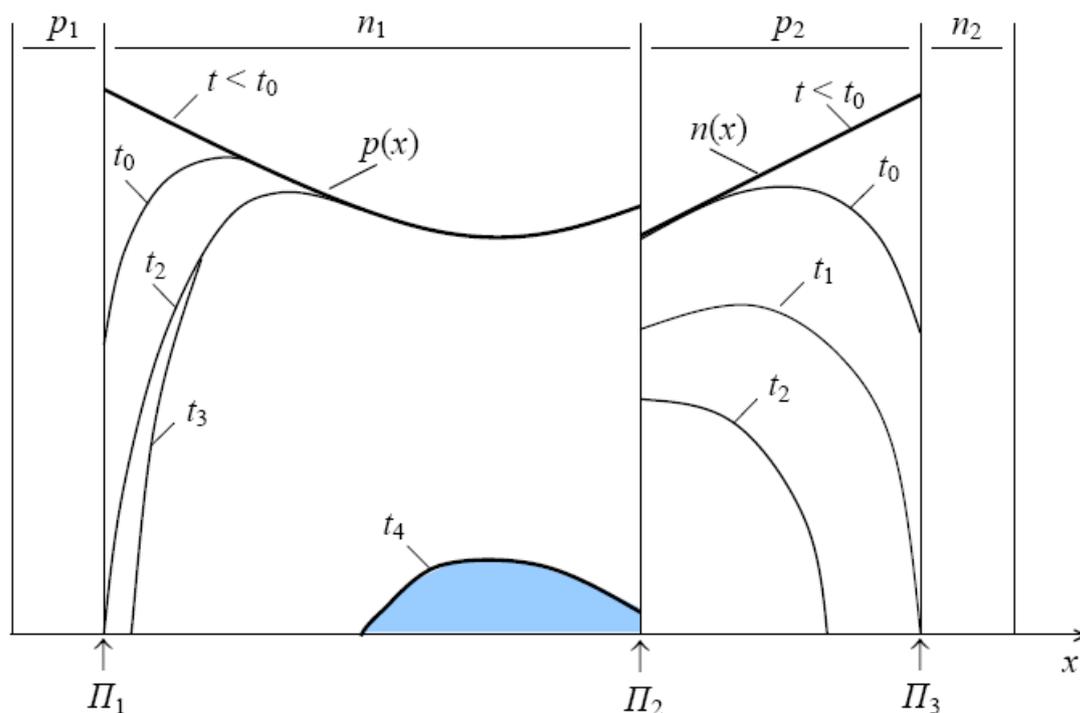


Рис. 6.16. Графики распределения заряда в базах тиристора во время переходного процесса выключения тиристора

При подаче на тиристор запирающей ЭДС ($E_{\text{обр}}$) в момент t_0 ток через тиристор изменяет свое направление. Соответственно происходит инверсия градиентов дырок и электронов в базах вблизи переходов Π_1 – Π_3 . Амплитуда обратного тока $I_{\text{обр}}$ определяется сопротивлением цепи запира-ния (коммутации), т. е. $I_{\text{обр}} = E_{\text{обр}}/R$. В интервале времени от t_0 до t_1 концентрация неосновных носителей у переходов достаточно велика и под воздействием градиента концентрации носителей начинается диффузия носителей через переходы: обратный ток через переход Π_1 будет чисто дырочным ($I_{\Pi_1} = I_{p_1}$), ток через Π_3 оказывается чисто электронным ($I_{\Pi_3} = I_{n_3}$), а ток через Π_2 будет состоять из электронной и дырочной составляющих ($I_{\Pi_2} = I_{p_2} + I_{n_2}$). Исчезновение избыточного заряда электронов Q_n в p -базе происходит за счет их ухода с током I_{n_3} и рекомбинации. Так как $Q_n \ll Q_p$, то p -база быстрее теряет заряд избыточных носителей, чем n -база.

В момент t_1 избыточная концентрация электронов у перехода Π_3 уменьшается до нуля, формируется ОПЗ, а переход Π_3 смещается в обратном направлении [2].

В типовой структуре тринистора (см. рис. 6.6) концентрация примесей по обе стороны перехода Π_3 достаточно высокая, поэтому переход Π_3 пробивается уже при напряжениях в несколько вольт. Обратный ток через структуру уменьшается:

$$U_{\text{обр1}} = \frac{E_{\text{обр}} - U_{\text{проб}}}{R}, \quad (6.26)$$

где $U_{\text{проб}}$ – напряжение пробоя перехода Π_3 .

В момент t_2 избыточная концентрация дырок у перехода Π_1 также уменьшается до нуля, вблизи перехода начинается образование ОПЗ, практически все обратное напряжение прикладывается к этому переходу и обратный ток уменьшается до значения обратного тока утечки. Заряд избыточных дырок Q_p в n -базе к моменту t_2 изменяется незначительно. На самом деле убыль этого заряда за счет ухода через переход Π_1 и рекомбинацию восполняется инжекцией дырок через прямосмещенный переход Π_2 . Так как у тиристоров p -база легирована много больше, чем n -база, то коэффициент инжекции этого перехода также равен 1, т. е. $I_{n_2} = 0$ и $I_{p_1} = I_{p_2}$. Таким образом, сколько дырок уходит через Π_1 , столько же их входит через Π_2 , и заряд Q_p за счет обратного тока практически не уменьшается. Поэтому время выключения тиристора $t_{\text{выкл}}$ обычно много больше времени восстановления обратной запирающей способности $t_{\text{вос.обр}}$. Значение $t_{\text{выкл}}$ определяется в основном длительностью восстановления прямой запирающей способности $t_{\text{вос.пр}}$, т. е. моментом t_4 , когда избыточный заряд в n -базе упадет до некоторого малого значения Q_k , и тиристор при подаче прямого напряжения не включается [3].

Таким образом, время выключения тиристора $t_{\text{выкл}} \approx t_{\text{воспр.пр}}$, т. е. длительность процесса выключения, определяется рекомбинацией избыточных носителей Q_p в n -базе тиристора. С этих позиций процесс выключения тиристора можно считать эквивалентным запирацию насыщенного транзистора с толщиной базы $\omega_B = \omega_n$ при токе базы, равном нулю, и коэффициенте инжекции эмиттера, равном единице.

Заряд избыточных дырок в n -базе определяется равенством:

$$Q_p = q \int_0^V (p - p_{n0}) dV, \quad (6.27)$$

где V – объем базы. Заряд дырок убывает после подачи обратной ЭДС за счет рекомбинации свободных носителей согласно равенству:

$$\frac{Q_p}{\tau_1} + \frac{dQ_p}{dt} = 0, \quad (6.28)$$

где τ_1 – время жизни носителей в базе. Из (6.27) находим, что

$$Q_p = Q_p(0)e^{-t/\tau_1}, \quad (6.29)$$

где $Q_p(0)$ – начальный заряд дырок и базе в момент t_0 .

В момент восстановления прямой запирающей способности тиристора заряд в базе его транзисторной модели уменьшается до некоторого значения Q_K :

$$t_{\text{выкл}} = \tau_1 \ln \frac{Q_p(0)}{Q_K}. \quad (6.30)$$

Начальный заряд $Q_0(0)$ пропорционален прямому току через тиристор:

$$Q_p(0) = k \cdot I_A. \quad (6.31)$$

Конечный заряд Q_K при медленном нарастании прямого напряжения, прикладываемого к аноду тиристора в конце процесса выключения, определяется критическим зарядом, необходимым для включения тиристора:

$$Q_K = Q_{\text{кр}} = I_{\text{у.ст}} \cdot \tau_{\text{выкл}}. \quad (6.32)$$

Если скорость нарастания прямого напряжения велика, то необходимо учесть дополнительный заряд, поступающий в базу тиристора через емкость центрального перехода C и облегчающий включение тиристора [3]. В этом случае выражение для конечного заряда:

$$Q_K = I_{\text{у.ст}} \cdot \tau_{\text{выкл}} - \Delta U_A \cdot C \quad (6.33)$$

подставляют в формулу для оценки времени выключения и получают равенство следующего вида:

$$t_{\text{ВЫКЛ}} = \tau_1 \ln \frac{Q_p(0)}{Q_k} = \tau_1 \ln \frac{kI_a}{I_{\text{у.ст}} \tau_{\text{ВКЛ}} - \Delta U_A C}. \quad (6.34)$$

Основной особенностью рассмотренного процесса выключения, характерного для тиристорov средней мощности, является следующее. В базах тиристора к моменту начала выключения достигаются разные уровни инжекции – высокий в широкой n -базе и низкий в узкой p -базе, при этом обратный ток, а значит, и обратное напряжение и его форма не влияют на время восстановления [2].

При выключении мощных тиристорov необходимо учитывать зависимость времени выключения от величины $I_{\text{обр}}$. Однако количественный учет этой зависимости достаточно сложен. Ход ее зависит как от внутренних электрофизических параметров структуры, так и от внешних. К внутренним параметрам можно отнести время жизни и коэффициент умножения носителей в области пробоя. Внешними параметрами являются сопротивление цепи коммутации, величина запирающего напряжения и т. п. Практически при запираии тиристорov достаточно большим обратным током можно считать $I_{\text{обр}} \approx I_A$, а его влияние сводится к снижению постоянной времени жизни неосновных носителей в базе, т. е. снижению τ_1 . Тогда время выключения

$$t_{\text{ВЫКЛ}} = \tau_2 \ln \frac{kI_A}{I_{\text{у.ст}} \tau_{\text{ВКЛ}} - \Delta U_A C}, \quad (6.35)$$

где по сравнению с (6.34) изменилась только постоянная времени ($\tau_2 < \tau_1$).

При расчетах по (6.34) и (6.35) можно полагать, что $Q_p(0) = Q_p(t_0)$, т. е. можно считать, что прямой ток спадает к нулю мгновенно. В противном случае прямой ток спадает к нулю за конечное время $t_{\text{сп}}$, а расчет времени выключения следует производить с учетом рекомбинации зарядов в базах тиристора за время спада:

$$t_{\text{ВЫКЛ}} = \tau_2 \left[\ln \frac{kI_A}{I_{\text{у.ст}} \tau_{\text{ВКЛ}} - \Delta U_A C} + \ln \frac{\tau_1}{t_{\text{сп}}} (1 - e^{-t_{\text{сп}}/\tau_1}) \right]. \quad (6.36)$$

Второе слагаемое в этом выражении показывает зависимость времени выключения от длительности спада прямого тока [5].

Очевидно, что от способа организации переходных процессов зависит надежность работы тиристорного ключа. Поскольку эти процессы связаны с включением и выключением тиристора, особое внимание должно быть обращено на выбор метода управления тиристором. Например, при управлении тиристором по анодному напряжению при фиксированной величине управляющего тока часто возникают аварийные ситуации, приводящие к пробое среднего p - n -перехода тиристора при малых начальных токах управления.

Значительно более надежным является фазоимпульсный метод управления. Но при таком методе управления необходимо специальное устройство, которое в определенные моменты времени формирует импульсы тока или напряжения, надежно отпирающие тиристор. При проектировании такого устройства должны учитываться параметры управляющих импульсов, которые в значительной степени определяются электрическими свойствами части полупроводниковой структуры тиристора, включающей управляющий электрод, катодный p - n -переход и катод. Указанные свойства зависят от ВАХ катодного p - n -перехода, а также от сопротивлений p -базы и встроенных технологических шунтов.

6.8. Простейшие электронные узлы на тиристорах

На рис. 6.17 представлены простейшие схемы электронных ключей, в которых используются триисторы с управлением по аноду и катоду.

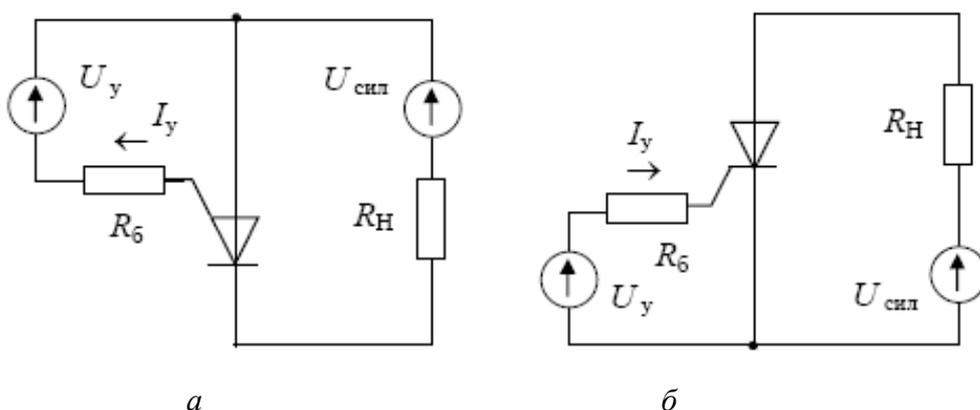


Рис. 6.17. Подключение напряжений, обеспечивающих включение тиристора с управлением по катоду (а) и аноду (б)

В приведенных схемах показаны полярности подключения к триистору маломощных источников управляющего напряжения U_y и источников силового напряжения $U_{\text{сил}}$ (для питания мощной нагрузки $R_{\text{н}}$). Очевидно,

что управляющее напряжение может быть подано лишь в момент включения электронного ключа; после включения управляющее напряжение может быть снято. Сопротивление в цепи управляющего электрода служит для ограничения управляющего тока [1].

В промышленности триисторы применяют в промышленности в качестве элементов, регулирующих электрическую мощность в цепях переменного тока. Например, если тиристор включить последовательно с сопротивлением нагрузки (рис. 6.18) и управлять моментом его включения сигналами переменного тока, то через нагрузку будут протекать импульсы тока. Среднее значение тока на нагрузке R_H зависит от момента включения триистора.

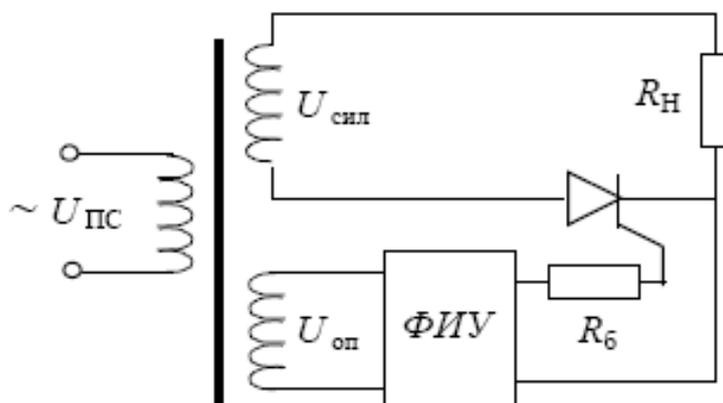


Рис. 6.18. Включение триистора в цепь переменного тока для регулирования мощностью на нагрузке R_H

В приведенной схеме момент включения определяется фазовым сдвигом напряжения управления, получаемого в устройстве фазо-импульсного управления (ФИУ). Фазовый сдвиг создает регулируемый фазовращатель, включенный в цепь управляющего электрода. Поскольку триистор остается закрытым в полупериодах отрицательного напряжения на его аноде, то регулирование момента включения производится только в полупериоды положительного напряжения. На управляющий электрод триистора может быть подан отпирающий импульс положительного напряжения в начале полупериода или ближе к концу. В первом случае средний ток, протекающий через нагрузку будет больше, чем во втором случае [3].

Используя участок характеристики с отрицательным дифференциальным сопротивлением, на тиристорах можно создавать генераторы релаксационных колебаний (рис. 6.19).

Принцип действия такого релаксационного генератора состоит в следующем. Пока напряжение на динисторе меньше $U_{\text{проб}}$, конденсатор C заряжается через резистор R . Напряжение на нем увеличивается по экспоненциальному закону. При включении тиристора ($U_c = U_{\text{проб}}$) конденсатор C быстро разряжается. Когда ток становится меньше тока удержания, динистор выключается. Процессы зарядки и разрядки периодически повторяются. Данная электрическая цепь генерирует периодические импульсы экспоненциальной формы.

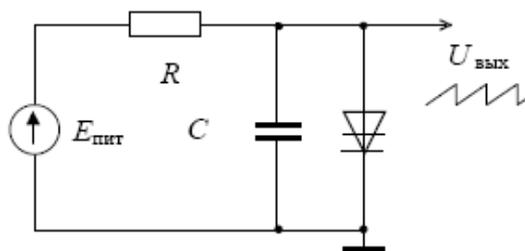


Рис. 6.19. Релаксационный генератор импульсов, собранный на динисторе

Принцип действия такого релаксационного генератора состоит в следующем. Пока напряжение на динисторе меньше $U_{\text{проб}}$, конденсатор C заряжается через резистор R . Напряжение на нем увеличивается по экспоненциальному закону. При включении тиристора ($U_c = U_{\text{проб}}$) конденсатор C быстро разряжается. Когда ток становится меньше тока удержания, динистор выключается. Процессы зарядки и разрядки периодически повторяются. Данная электрическая цепь генерирует периодические импульсы экспоненциальной формы.

6.9. Основные параметры тиристоров и их ориентировочные значения

Все необходимые данные для конструирования тиристорных ключей можно найти в справочниках по тиристорам. Ниже приведены некоторые из наиболее важных параметров тиристоров и их ориентировочные значения:

1. Напряжение включения постоянное и импульсное (от десятков до сотен вольт): $U_{\text{вкл}}$ и $U_{\text{вкл.и}}$.

2. Напряжение в открытом состоянии $U_{\text{о.с}}$ – падение напряжения на тиристоре в открытом состоянии ($U_{\text{о.с}} = 1 \dots 3 \text{ В}$).

3. Обратное напряжение $U_{обр}$ – напряжение, при котором тиристор может работать длительное время без нарушения его работоспособности (от единиц до тысяч вольт).

4. Постоянное прямое напряжение в закрытом состоянии $U_{з.с}$ – это максимальное значение прямого напряжения, при котором не происходит включения тиристора (от единиц до сотен вольт).

5. Неотпирающее напряжение на управляющем электроде $U_{у.неотп}$ – наибольшее напряжение, не вызывающее отпирания тиристора (доли вольт).

6. Запирающее напряжение на управляющем электроде $U_{у.з}$ – напряжение, обеспечивающее требуемое значение запирающего тока управляющего электрода (от единиц до десятков вольт).

7. Ток в открытом состоянии $I_{о.с}$ – максимальное значение тока открытого тиристора (от сотен миллиампер до сотен ампер).

8. Ток удержания $I_{уд}$ (от десятков до сотен миллиампер).

9. Отпирающий ток управления $I_{у.от}$ – наименьший ток управляющего электрода, необходимый для включения тиристора (десятки миллиампер).

10. Скорость нарастания напряжения в закрытом состоянии – максимальная скорость нарастания напряжения в закрытом состоянии (десятки – сотни В/мкс).

11. Время включения – время с момента подачи отпирающего импульса до момента, когда напряжение на тиристоре уменьшится до 0,1 своего начального значения (от единиц до десятков микросекунд).

12. Время выключения – минимальное время, в течение которого к тиристорам должно прикладываться запирающее напряжение для полного его выключения (от десятков до сотен микросекунд).

13. Рассеиваемая мощность P (от десятков ватт до десятков киловатт).

Вопросы для самопроверки

1. Какие разновидности тиристоров Вы знаете? Как их обозначают на схемах? Укажите назначения выводов тиристора.

2. Что представляет собой полупроводниковая структура четырехслойного диода и как выглядит его вольт-амперная характеристика?

3. Что представляет собой полупроводниковая структура четырехслойного триода и как выглядит его вольт-амперная характеристика?

4. Опишите процесс открытия триода по аноду.

5. Что представляет собой область начального включения, образующаяся в процессе включения тиристора током управляющего электрода?
6. Дайте определения для эффектов dU/dt и di/dt .
7. Как избежать пробоя основного $p-n$ -перехода тиристора при включении его током управляющего электрода?
8. Какие физические процессы в тиристоре приводят к эффектам dU/dt и di/dt ?
9. Перечислите основные статические и динамические параметры тиристорov.
10. Почему метод фазоимпульсного управления тиристором наиболее предпочтителен?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мощенский, Ю. В. Теоретические основы радиотехники : учебное пособие / Ю. В. Мощенский, А. С. Нечаев. – Санкт-Петербург : Лань, 2018. – 412 с. – Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. – URL: <https://e.lanbook.com/book/103907> (дата обращения: 16.02.2022).
2. Ситников, С. Ю. Интегральные микросхемы в информационно-измерительной аппаратуре : учебное пособие / С. Ю. Ситников, Ю. К. Ситников. – Казань : КГЭУ, 2013. – 138 с.
3. Уланов, В. А. Электронные промышленные устройства : учебное пособие / В. А. Уланов. – Казань : КГЭУ, 2013. – 145 с.
4. Атабеков, Г. И. Основы теории цепей : учебник / Г. И. Атабеков. – Санкт-Петербург : Лань, 2017. – 412 с. – Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. – URL: <https://e.lanbook.com/book/91911> (дата обращения: 16.02.2022).
5. Остапенков, П. С. Особенности обработки радиосигналов в современных измерительных системах : учебное пособие / П. С. Остапенков, С. М. Смольский. – Москва : Курс, 2018. – 144 с.
6. Зырянов, Ю. Т. Основы радиотехнических систем : учебное пособие / Ю. Т. Зырянов, О. А. Белоусов, П. А. Федюнин. – Санкт-Петербург : Лань, 2015. – 168 с. – Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. – URL: <https://e.lanbook.com/book/67469> (дата обращения: 16.02.2022).

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1. Модели процессов переноса заряда в материалах твердотельной электроники.....	6
1.1. Основные отличия в электропроводящих свойствах проводников и полупроводников.....	6
1.2. Модели для описания электропроводящих свойств полупроводников	11
1.3. Основные уравнения зонной теории полупроводников.....	19
2. Контактные явления в полупроводниковых структурах дискретных электронных приборов.....	29
2.1. Контакт полупроводников <i>p</i> - и <i>n</i> -типа (<i>p-n</i> -переход).....	29
2.2. Контакт «металл-полупроводник».....	35
2.3. Основные характеристики электронно-дырочного перехода.....	40
3. Модели полупроводниковых диодов и электронных узлов на диодах	47
3.1. Краткие сведения о полупроводниковых диодах.....	47
3.2. Вольтамперные характеристики полупроводниковых диодов.....	48
3.3. Наиболее распространенные полупроводниковые диоды и узлы, построенные на их основе	53
4. Биполярные транзисторы: принципы работы и модели транзисторов и транзисторных узлов	65
4.1. Полупроводниковая структура и процессы управляемого переноса заряда в биполярных транзисторах.....	65
4.2. Соотношения между параметрами биполярного транзистора модель (Эбберса-Молла)	70
4.3. Схемы замещения биполярных транзисторов	78
4.4. Инерционные свойства и шумы биполярного транзистора	84
4.5. Основные схемы включения биполярных транзисторов	87
5. Полевые транзисторы: принципы работы, модели транзисторов и транзисторных электронных узлов.....	93
5.1. Полевые транзисторы с управляющим <i>p-n</i> -переходом	94
5.2. Полевые транзисторы со структурой «металл-диэлектрик-полупроводник».....	113

6. Тиристоры	125
6.1. Динисторы	126
6.2. Тринисторы	130
6.3. Симисторы.....	133
6.4. Процессы включения и выключения в тринисторах	134
6.5. Эффект di/dt	140
6.6. Переходной процесс включения тиристора по аноду (эффект du/dt) .	142
6.7. Переходной процесс выключения тиристора	144
6.8. Простейшие электронные узлы на тиристорах	150
6.9. Основные параметры тиристоров и их ориентировочные значения ...	152
Список литературы.....	155

Учебное издание

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
КОМПОНЕНТОВ И ИХ МОДЕЛИ**

Учебное пособие

Составители: **Зайнуллин** Радик Рустэмович,
Синицин Алексей Михайлович,
Потапов Андрей Александрович,
Калимуллин Рустем Ирекович,
Уланов Владимир Андреевич

Кафедра промышленной электроники и светотехники КГЭУ

Редактор И. В. Краснова
Компьютерная верстка И. В. Красновой

Подписано в печать 20.04.2022.
Формат 60×84 1/16. Усл. печ. л. 9,18. Уч.-изд. л. 5,69.
Заказ 408/эл.

Редакционно-издательский отдел КГЭУ
420066, г. Казань, ул. Красносельская, 51