Министерство образования Российской Федерации

Орловский Государственный Технический Университет

Кафедра физики

#### КУРСОВАЯ РАБОТА

на тему: «Расчет параметров ступенчатого  
p-n перехода»

Дисциплина: «Физические основы микроэлектроники»

Выполнил студент группы 3–4  
Сенаторов Д.Г.

Руководитель:

Оценка:

### Орел. 2000

Орловский Государственный Технический Университет

### Кафедра: «Физика»

ЗАДАНИЕ НА курсовую работу

# Студент: Сенаторов Д.Г. группа 3–4

Тема: «Расчет параметров ступенчатого p-n перехода»

Задание: Рассчитать контактную разность потенциалов *ϕ*k в p-n-переходе.

Исходные данные для расчета приведены в таблице №1.

### Таблица 1. Исходные данные.

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Наименование параметра | Единицы измерения. | Условное обозначение | Значение в единицах системы СИ |
| Абсолютная величина результирующей примеси в эмиттере | м-3 | NЭ | 1,51025 |
| Абсолютная величина результирующей примеси в базе | м-3 | NБ | 1,81022 |
| Диэлектрическая постоянная воздуха | Ф/м | ε0 | 8,8510-12 |
| Заряд электрона | Кл | e | 1,610-19 |
| Относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника | Ф/м | ε | 16 |
| Постоянная Больцмана | Дж/К | k | 1,3810-23 |
| Равновесная концентрация дырок в n-области | м-3 | pn0 | 1010 |
| Равновесная концентрация дырок в p-области | м-3 | np0 | 1,1109 |
| Собственная концентрация носителей заряда | м-3 | ni | 51014 |
| Температура окружающей среды | K | T | 290 |

ОГЛАВЛЕНИЕ.

# ВВЕДЕНИЕ 4.

ЧАСТЬ I. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ 6.

1.1 Понятие о p-n переходе 6.

1.2 Структура p-n перехода 10.

1.3 Методы создания p-n переходов 15.

1.3.1 Точечные переходы 15.

1.3.2 Сплавные переходы 16.

1.3.3 Диффузионные переходы 17.

1.3.4 Эпитаксиальные переходы 18.

1.4 Энергетическая диаграмма p-n перехода в равновесном

состоянии 20.

1.5 Токи через p-n переход в равновесном состоянии 23.

1.6 Методика расчета параметров p-n перехода 26.

1.7 Расчет параметров ступенчатого p-n перехода 29.

ЧАСТЬ II. Расчет контактной разности потенциалов *ϕ*k в p-n-переходе 31.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ 32.

ПРИЛОЖЕНИЕ 33.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ 35.

ВВЕДЕНИЕ.

Полупроводники могут находиться в контакте с металлами и некоторыми другими материалами. Наибольший интерес представляет контакт полупроводника с полупроводником. Этот интерес вызван следующими двумя обстоятельствами. В случае контакта метал–полупроводник выпрямляющими свойствами контакта можно управлять с помощью только одной из половин контакта, а именно, со стороны полупроводника. Это видно хотя бы из того факта, что весь запирающий (или антизапирающий[[1]](#footnote-1)) слой лежит в полупроводниковой области и его толщину, а значит, и ток можно регулировать концентрацией носителей n0, т.е. выбором типа кристалла, легированием полупроводника, температурой, освещением и т.д. Второе обстоятельство заключается в том, что практически поверхности металла и полупроводника никогда не образуют идеального контакта друг с другом. Всегда между ними находятся адсорбированные атомы или ионы посторонних веществ. Адсорбированные слои экранируют внутреннюю часть полупроводника так, что фактически они определяют свойства выпрямляющих контактов или, во всяком случае, существенно влияют на них.

В случае контакта полупроводник–полупроводник, оба недостатка отсутствуют т.к. в большинстве случаев контакт осуществляют в пределах одного монокристалла, в котором половина легирована донорной примесью, другая половина – акцепторной. Существуют и другие технологические методы создания электронно-дырочного перехода, которые будут рассмотрены в данной курсовой работе. Кроме того, целью предпринимаемого исследования является определение основных параметров и характеристик, а также физических процессов, лежащих в основе образования и функционирования p-n-перехода для ответа на основной вопрос данной работы: «Какова ширина p-n-перехода?» при заданных исходных параметрах.

В третьей части данной работы будет предпринята попытка объяснить особенности поведения электрона с учетом спина во внешнем электрическом поле, введено понятие тонкой структуры.

ЧАСТЬ I. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.

1.1 Понятие о p-n переходе.

Основным элементом большой группы полупроводниковых приборов является электронно-дырочный переход. Такой переход представляет собой область между двумя полупроводниками разного типа проводимости, объединенную основными носителями заряда. В зависимости от характера распределения концентрации примеси в объединенном p-n слое переходы бывают ступенчатыми (резкими) и плавными.

В плавных p-n-переходах изменение концентрации донорных (Nd), и акцепторных (Na) примесных атомов происходит на расстоянии, сравнимом с шириной обеднённого слоя или превышающем её. В резких p-n-переходах изменение концентрации примесных атомов от Nd до Na происходит на расстоянии, меньшем ширины обеднённого слоя [8]. Резкость границы играет существенную роль, т.к. в плавном p-n-переходе трудно получить те вентильные свойства, которые необходимы для работы диодов и транзисторов [4].

На рис. 1.1 представлено распределение зарядов в полупроводниках при плавном и резком изменении типа проводимости.

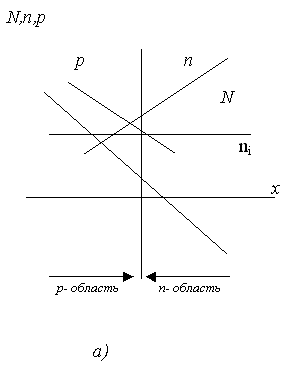
При плавном изменении типа проводимости (рис. 1.1.а) градиент концентрации[[2]](#footnote-2) результирующей примеси  мал, соответственно малы и диффузионные токи[[3]](#footnote-3) электронов и дырок.

Эти токи компенсируются дрейфовыми токами[[4]](#footnote-4), которые вызваны электрическим полем связанным с нарушением условия электрической нейтральности:

n + Na = p + Nd, (1.1.1)

где n и p – концентрация электронов и дырок в полупроводнике:

Na, Nd – концентрация ионов акцепторной и донорной примесей.

**

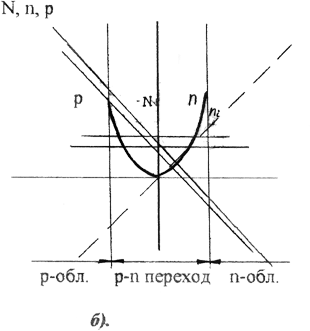


Рисунок 1.1 Распределение примеси и носителей заряда в полупроводнике при изменении типа проводимости: (а) плавное изменение типа проводимости; (б) резкое изменение типа проводимости.

Для компенсации диффузионных токов достаточно незначительного нарушения нейтральности, и условие (1.1.1) можно считать приближенно выполненным.

Условие электронейтральности свидетельствует о том, что в однородном полупроводнике независимо от характера и скорости образования носителей заряда в условиях как равновесной, так и не равновесной концентрации не могут иметь место существенные объемные заряды в течении времени, большего (3-5)τε (τε≈10-12 с), за исключением участков малой протяжённости:



где τε – время диэлектрической релаксации; ε0 – диэлектрическая постоянная воздуха; ε – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; q – заряд носителя заряда (электрона); n0, p0 – равновесные концентрации электронов и дырок в полупроводнике; μn, μp – подвижность электронов и дырок в полупроводнике.

При резком изменении типа проводимости (рис. 1.1.б) диффузионные токи велики, и для их компенсации необходимо существенное нарушение электронейтральности (1.1.1).

Изменение потенциала по глубине x полупроводника происходит по экспоненциальному закону: . Глубина проникновения электрического поля в полупроводник, Ld, называется дебаевской длиной и определяется из уравнения:

,

где  - температурный потенциал.

При этом электрическая нейтральность существенно нарушается, если на дебаевской длине изменение результирующей концентрации примеси велико.

Таким образом нейтральность нарушается при условии:

 (1.1.2)

В состоянии термодинамического равновесия при отсутствии вырождения[[5]](#footnote-5) справедлив закон действующих масс:

 (1.1.3)

При условии (1.1.3) правая часть (1.1.2) достигает минимума при  поэтому условие существования перехода (условие существенного нарушения нейтральности) имеет вид:

, (1.1.4)

где –дебаевская длина в собственном полупроводнике.

Переходы, в которых изменение концентрации примеси на границе слоев p- и n-типа могут считаться скачкообразными  называются ступенчатыми.

В плавных переходах градиент концентрации примеси конечен, но удовлетворяет неравенству(1.1.4).

Практически ступенчатыми могут считаться p-n-переходы, в которых изменение концентрации примеси существенно меняется на отрезке меньшем Ld.

Такие переходы могут быть полученными путем сплавления, эпитаксии.

По отношению к концентрации основных носителей в слоях p- и n-типа переходы делятся на симметричные и несимметричные.

Симметричные переходы имеют одинаковую концентрацию основных носителей в слоях (pp ≈ nn). В несимметричных p-n-переходах имеет место различная концентрация основных носителей в слоях (pp >> nn или nn >> pp), различающаяся в 100–1000 раз [3].

## 1.2 Структура p-n-перехода.

Наиболее просто поддаются анализу ступенчатые переходы. Структура ступенчатого перехода представлена на рис. 1.2. Практически все концентрации примесей в p- и n-областях превышают собственную концентрацию носителей заряда ni. Для определения будем полагать, что эмиттером является p–область, а базой n–область. В большинстве практических случаев выполняется неравенство



где  и -результирующие концентрации примеси в эмиттере и базе.

Рисунок 1.2 соответствует кремниевому переходу (ni ≈ 1010 см-3 ) при комнатной температуре (Т=290К) с концентрацией примеси ****,.

Рисунок 1.2 Распределение примеси и носителей заряда в ступенчатом P-N переходе: (а)- полулогарифмический масштаб; (б)- линейный масштаб.

В глубине эмиттера и базы концентрация основных носителей заряда практически совпадает с результирующей концентрацией примеси:

pро =Nэ, nnо=NБ, (1.2.1)

а концентрация не основных носителей определяется законом действующих масс:

nр0=ni/pр0=ni/Nэ (1.2.2.а)

pn0=ni/nn0=ni/NБ (1.2.2.б)

Индексы «p» и «n» соответствуют p- и n-областям, а индекс «0» соответствует состоянию термодинамического равновесия. Следует отметить, что концентрация не основных носителей в базе больше чем в эмиттере (а при Nэ>>NБ много больше). На рис. 1.2.а распределение примесей и носителей заряда представлено в полулогарифмическом масштабе.

Переход занимает область –lр0 < x < ln0. Конечно границы перехода x=-lp0 и x=ln0 определены в некоторой степени условно, так как концентрация основных носителей изменяется плавно. Тем не менее, из рисунка видно, что уже на небольшом расстоянии от границ внутри перехода выполняется равенство:

P<<Nэ, (1.2.3)

n<<NБ.

Неравенства (1.2.3) выполняется во всем p-n-переходе.

На рис. 1.2.б распределение концентрации носителей и примесей заряда изображены в линейном масштабе. Из рисунка видно, что в эмиттерной области перехода (-lp0<x<0) концентрация подвижных носителей очень мала по сравнению с концентрацией примеси. Эта область имеет отрицательный объемный заряд, плотность которого не зависит от координаты:

рэ = -lNэ.

В базовой области перехода (0<x<lno) плотность объемного заряда положительна:

pБ=lNб.

Для n-области основными носителями являются электроны, для p-области дырки. Основные носители возникают почти целиком вследствие ионизации донорных и акцепторных примесей.

Помимо основных носителей эти области содержат неосновные носители: n-область - дырки (pno), p-область –электроны (nро). Их концентрацию можно определить, пользуясь законом действующих масс:

nno∙Pno=pno∙nno=ni2. При nno=ppo=1022 м-3 и ni=1019 м-3 (для Ge)

получаем pno=nро=1016 м.

Таким образом, концентрация дырок в p-области на шесть порядков выше концентрации их в n-области, точно также концентрация электронов в n-области на шесть порядков выше их концентрации в p-области. Т.к. концентрация дырок в области p выше, чем в области n, то часть дырок в результате диффузии перейдет в n- область, где в близи границы окажутся избыточные дырки, которые будут рекомбинировать с электронами. Соответственно в этой зоне уменьшается концентрация свободных электронов, и образуются области нескомпенсированных положительных ионов донорных примесей. В p-области уход дырок из граничного слоя способствует образованию областей с нескомпенсированными отрицательными зарядами акцепторных примесей, созданными ионами.

Подобным же образом происходит диффузионное перемещение электронов из n-слоя в p-слой. Однако в связи с малой концентрацией электронов по сравнению с концентрацией дырок перемещением основных носителей заряда высокоомной области в первом приближении пренебрегают. Перемещение происходит до тех пор, пока уровни Ферми обоих слоев не уравняются [4].

 а)

б)

в)

Рисунок 1.3 Физические процессы в полупроводнике: (а) – плоскость физического перехода; (б) – распределение концентрации акцепторной и донорной примеси в полупроводнике; (в) – объёмный заряд.

На рис. 1.3.б, показано изменение концентрации акцепторных и донорных атомов при перемещении вдоль оси Х перпендикулярной плоскости. Неподвижные объемные заряды создают в p-n-переходе контактное электрическое поле с разностью потенциалов, локализованное в области перехода и практически не выходящее за его пределы.

Поэтому вне этого слоя, где поля нет, свободные носители заряда перемещаются хаотично и число носителей, ежесекундно наталкивающихся на слой объемного заряда, зависит только от их концентрации и скорости их теплового движения, которое подчиняется классической статистики Максвелла-Больцмана.

На рис. 1.3.в показаны неподвижные объемные заряды, образовавшиеся в p-n-переходе.

Неосновные носители - электроны из p-области и дырки из n-области, попадая в слой объемного заряда подхватываются контактными полем Vк и переносятся через p-n переход.

Другие условия складываются для основных носителей. При переходе из одной области полупроводника в другую они должны преодолевать потенциальный барьер qVк, сформировавшийся в p-n-переходе. Для этого они должны обладать кинетической энергией движения вдоль оси Х, не меньшей qVк.

На первых порах, после мысленного приведения p- и n-областей в контакт, потоки основных носителей значительно превосходят потоки неосновных носителей. Но по мере роста объемного заряда увеличивается потенциальный барьер p-n-перехода, и потоки основных носителей резко уменьшаются. В тоже время потоки неосновных носителей не зависят от qVk и остаются неизменными. Поэтому относительно скоро потенциальный барьер достигает такой высоты, при котором потоки основных носителей сравниваются с потоками неосновных носителей.

Это соответствует установлению в p-n-переходе состояния динамического равновесия.

Из рис. 1.3.а видно, что в некоторой области Х=Хф концентрация электронов и дырок одинакова:

n0(Хф) = p0(Хф) = n

Эта плоскость называется плоскостью физического перехода в отличие от плоскости металлургического (или технологического) перехода Х*=*0*,* где результирующая концентрация примеси равна нулю. В симметричных переходах плоскости физического и металлургического переходов совпадают.

## 

## 1.3 Методы создания p-n-переходов.

Электронно-дырочные переходы в зависимости от технологии изготовления разделяются на точечные, сплавные, диффузионные, эпитаксиальные, планарные и другие.

### 1.3.1 Точечные переходы.



Образуются точечно-контактным способом (рис. 1.4.). К полированной и протравленной пластине монокристаллического полупроводника n-типа подводят иглу, например из бериллиевой бронзы с острием 20-30 мкм. Затем через контакт пропускают мощные кратковременные импульсы тока. Место контакта разогревается до температуры плавления материала зонда, и медь легко диффундирует внутрь полупроводника образуя под зондом небольшую по объему область p-типа. Иногда перед электрической формовкой на конец иглы наносят акцепторную примесь (In или Аl), при этом прямая проводимость контакта доходит, до 0,1 см. Таким образом, электронно-дырочный переход образуется в результате диффузии акцепторной примеси из расплава зонда и возникновения под ним области p-типа в кристаллической решетке полупроводника n-типа. Точечные переходы применяют при изготовлении высококачественных диодов для радиотехнического оборудования.

1.3.2 Сплавные переходы.

Обычно получают выплавлением примеси в монокристалл полупроводника (рис. 1.5.). Монокристалл, например, германия n-типа распиливают на пластины толщиной 200-400 мкм и затем после травления и полировки разрезают на кристаллы площадью в два-три миллиметра и больше. На кристаллы, помещенные в графитовые кассеты, накладывают таблетку акцепторного материала, чаще всего индия. Затем кассета помещается в вакуумную печь, в которой таблетка индия и слой германия под ней расплавляются. Нагрев прекращается и при охлаждении германий кристаллизуется, образуя под слоем индия слой p-типа. Застывшая часть индия представляет собой омический (невыпрямляющий) контакт, на нижнюю часть пластины наносят слой олова, который служит омическим контактом к германию n-типа. К индию и олову припаивают выводы обычно из никелевой проволочки.

Иногда, для образования омического контакта с областью n-типа, на неё напыляют сплав Au-Sb, содержащий примерно 0,17% сурьмы, и вплавляют его при температуре 40°С.

### 1.3.3 Диффузионные переходы.

Диффузионные переходы получают диффузией примесного вещества в исходную полупроводниковую пластинку (рис. 1.6.). Это один из наиболее широко используемых методов получения p-n-перехода, он имеет несколько разновидностей.

При планарном методе диффузии переходы получают, используя изолирующий слой, препятствующий диффузии примесей. На поверхности кремния n-типа выращивается тонкий (около 3 мкм) слой двуокиси кремния SiO2 (рис. 1.6.). Фотолитографическим методом в определенных местах окисла получают «окна», через которые диффундирующие примеси проникают в n-слой, образуя переход.

Методы диффузии обеспечивают получение плавных p-n переходов и используются при изготовлении интегральных микросхем.



### 1.3.4 Эпитаксиальные переходы.

Эпитаксиальные переходы образуются ориентированным направлением слоя монокристаллического полупроводника на исходном монокристалле-подложке (рис. 1.7.).



1–p-n-переход; 2–p-область; 3–слой высокоомного полупроводника; 4–подложка.

Рисунок 1.8 Эпитаксиальный переход, образованный по планарно-эпитаксиальному методу.

Для проведения эпитаксии необходимо создавать условия для конденсации атомов осаждаемого вещества на поверхности подложки. Конденсация происходит перенасыщением пара или жидкого раствора, а также при испарении осаждаемого вещества в вакууме в специальных реакторах. При наращивании плёнки с проводимостью противоположной подложке, образуется p-n-переход.

При изготовлении интегральных схем широко используют планарно-эпитаксиальный метод. Особенность такого технологического процесса заключается в том, что путём наращивания на подложку 4 из низкоомного кремния наносят тонкий слой 3 высокоомного полупроводника, повторяющего структуру подложки. Этот слой, называемый эпитаксиальным, покрывают плотной защитной пленкой SiO2 толщиной 1 мкм (рис. 1.8.). В плёнке протравливают «окно», через которое путем диффузии бора или алюминия создается p-n-переход, выход которого на поверхность оказывается сразу же надежно защищенным пленкой окисла.

Следует отметить, что в последние годы широкое распространение получили такие методы формирования p-n-переходов, как ионное легирование и молекулярно-лучевая эпитаксия.

## 1.4 Энергетическая диаграмма p-n-перехода в равновесном состоянии.

Для анализа физических процессов, протекающих в полупроводниковых приборах удобно использовать метод энергетических диаграмм. Энергетическая диаграмма p-n-перехода в состоянии термодинамического равновесия представлена на рис. 1.9.

 Рисунок 1.9 Энергетическая диаграмма p-n перехода.

На оси ординат отложена энергия электрона Е. Энергия дырок на диаграмме возрастает в направлении - Е. Так как частицы стремятся занять состояние с минимальной энергией, электроны на диаграмме имеют тенденцию «утонуть», а дырки «всплыть». При отсутствии вырождения, общий для всей системы уровень Ферми расположен внутри запрещенной зоны, ширина которой не зависит от координаты. Уровень электростатической энергии F, показан на рис. 1.9. пунктиром, соответствует положению уровня Ферми в собственном полупроводнике и расположен вблизи середины запрещенной зоны. Энергетические уровни изображены горизонтальными прямыми. Это выражает тот факт, что энергия электрона, находящегося на данном уровне, например, на дне зоны проводимости, во всех точках полупроводника одинакова. После установления равновесия, образуется р-n–переход с потенциальным барьером для основных носителей равным ϕ0= qVk. Электроны, переходящие из n- в р–область, преодолевая этот барьер, увеличивают свою потенциальную энергию на ϕ0 = qVk. Поэтому все энергетические уровни полупроводника, искривляясь в область p-n-перехода, поднимаются вверх на Ек, как показано на рис. 1.9. При этом уровни Ферми F0 и F устанавливаются на данной высоте, как в случае двух металлов.

В электрических нейтральных областях эмиттера (х<-lр0) и базы (х>ln0) поле равно нулю, и уровни Ес (энергия, соответствующая дну зоны проводимости), Еv (энергия, соответствующая потолку валентной зоны), Fi (электрическая энергия); располагаются горизонтально. В области p-n-перехода (-lp0<х<ln0) электрическое поле направлено справа налево (вдоль градиента Fi).

Равновесная концентрация носителей заряда в отсутствии вырождения определяется взаимным расположением уровней F и Fi.

nо = ni ехр [(F - Fi) / kT ] (1.4.1)

pо = ni ехр [(Fi - F ) / kT ] (1.4.2)

В эмиттере p-типа (х<Lp0) фермиевская энергия меньше электрической энергии:F<Fi, pр0> nр0

В базе n-типа: F > Fi, nn0 > pn0

В плоскости физического перехода Х-Хф выполняется условие:

Fi(Xф) =F

Ввиду искривления запрещенной зоны в области перехода между эмиттером и базой существует энергетический барьер, высота которого равна разности электростатических энергий в n- и p-областях (рис.1.9.).

Ек=Fip-Fin

Соответственно потенциалы эмиттера и базы отличаются на величину

φк=(Fip - Fin)/e, (1.4.3)

где ϕк - контактная разность потенциалов.

Энергетический барьер препятствует диффузионным потокам электронов из базы в эмиттер и дырок, из эмиттера в базу. Величина барьера автоматически становится такой, чтобы точно скомпенсировать диффузные потоки.

## 1.5 Токи через p-n-переход в равновесном состоянии.

Рассмотрим зонную диаграмму p-n-перехода. Градиенты концентрации подвижных носителей заряда, а также градиент электрического потенциала в p-n-переходе вызывает появления диффузионных и дрейфовых токов через переход. Механизм протекания токов представлен на рис. 1.9., где дырки изображены кружками со знаком «+», а электроны со знаком «–».

Потенциальный барьер создает различные условия для перехода носителей в смежные области.

Например, электрон из слоя n может переходить в слой p только в том случае, если он обладает достаточной энергией для преодоления ступени высотой Ек, т.е. если он сможет преодолеть силы электрического поля, выталкивающего его из перехода обратно в n-слой. Переход же электронов из p-слоя в n-слой совершается беспрепятственно, более того, электрическое поле, действующее в переходе, помогает им (электроны как бы «скатываются» из p-слоя). В состоянии равновесия эти потоки носителей взаимно уравновешивают друг друга.

Аналогичная ситуация складывается в валентной зоне. Дырки, чтобы перейти из слоя p в слой n должны «опустится» на глубину Ек. Поскольку движение дырок вызвано противоположным перемещением электронов, это означает, что дырки также должны обладать соответствующей энергией, чтобы преодолеть барьер высотой Ек при переходе из p-слоя в n-слой. То есть дырки, переходящие из p- в n-слой, должны обладать энергией большей, чем энергия действующего в переходе электрического поля. Обратное же движение дырок (из n-слоя в p-слой) совершается беспрепятственно.

Таким образом, в равновесном состоянии в переходе протекает целый ряд составляющих тока.

Концентрация электронов в зоне проводимости n-области уменьшается по мере увеличения энергии от уровня Ес. Под действием хаотического теплового движения электроны могут попадать из n-области в p-n-переход. Наименее энергичные электроны (с энергией близкой к Ес) отражаются потенциальным барьером и возвращаются в n-область (процесс 1, рис. 1.9.). Более энергичные электроны дальше проникают в область перехода, однако если их кинетическая энергия меньше высоты барьера Ек, они также возвращаются в n-область, не вызывая тока через переход (процесс 2) и, наконец, энергичные электроны с кинетической энергией большей Ек, могут преодолевать барьер (процесс 3). Такие носители вызывают протекание через переход диффузионного электронного тока с плотностью jngup0 (рис. 1.9.) направленного вдоль оси Х (по направлению электронного тока противоположно направлению потока электронов).

Диффузионный ток полностью компенсируется встречным потоком электронов из p-области. В p-области электроны являются неосновными носителями и содержатся в небольшом количестве. Если под действием теплового движения электроны попадают из p-области в переход, они подхватываются электрическим полем перехода и переходят в n-область (процесс 4), вызывая протекание через переход дрейфового тока электронов jngp0, направленного против оси Х (вдоль поля). В состоянии термодинамического равновесия диффузионный и дрейфовые токи электронов в точности компенсируют друг друга:

Jngup0+jngp0=0

Аналогичным образом компенсируются диффузная и дрейфовая составляющая дырочного тока (процесс 1-4).

Кроме рассмотренных механизмов протекания тока, существуют токи, связанные с процессами термогенерации и рекомбинации электронно-дырочных пар в области перехода. Дырки и электроны, проникающие в переход со стороны p- и n-областей соответственно, имеют конечную вероятность рекомбинировать в переходе (процесс 5-5’); с этим процессом связан ток, протекающий в направлении оси Х. С другой стороны, при термогенерации электронно-дырочных пар в переходе, образовавшиеся носители заряда подхватываются электрическим полем, причем электроны переносятся в n-область, а дырки в p-область (процесс 6-6’). Возникающий при этом ток термогенерации направлен против оси X (вдоль поля) и в точности компенсирует ток рекомбинации:

jz0+jg0 = 0

Суммарная плотность тока через переход в состоянии равновесия равна нулю:

j0 = jpgup0 + jpgp0 + jngup0 + jngp0 + jz0 + jg0 = 0

Следует отметить, что каждый из рассмотренных токов имеет малую величину. Дрейфовые токи малы ввиду того, что переносятся неосновными носителями в p- и n-областях, концентрация которых очень низка.

Диффузионные токи также малы ввиду того, что переносятся только наиболее энергичными носителями с кинетической энергией, большей высоты Ек, число которых также невелико. Токи рекомбинации малы ввиду малых размеров p-n-перехода (число генерированных пар мало) и мало временя пребывания носителей в переходе.

## 1.6 Методика расчета параметров p-n-перехода.

Основными параметрами p-n-перехода являются контактная разность потенциалов - ϕк, ширина перехода l0 = ln0 + lp0 и максимальная напряженность электрического поля Еmax. Необходимо также знать протяженность перехода n- и p-области по отдельности (ln0, lp0) и распределение напряженности электрического поля в переходе Е(x).

Контактная разность потенциалов может быть определена с помощью соотношений (1.4.1), (1.4.2), (1.4.3). Учитывая, что концентрация носителей заряда на грани перехода (в плоскостях X = - lp0, X = ln0) соответствует равновесным значениям (рис. 1.2.) получим:

 (1.6.1.а)

 (1.6.1.б)

перемножая равенства (1.6.1), с учетом (1.4.3), (1.2.1), (1.2.2), получим:



 (1.6.2.а)



 (1.6.2.б)

Равенство (1.6.2.а) свидетельствует о том, что контактная разность потенциалов определяется отношением концентраций однотипных носителей по разные стороны перехода, что является прямым следствием статистики Максвела-Больцмана в невырожденном полупроводнике.



Для практических целей удобно пользоваться соотношением (1.6.2.б), позволяющим вычислить контактную разность потенциалов непосредственно через концентрации легирующих примесей.

Из рис. 1.9. видно, что при отсутствии вырождения (когда уровень Ферми лежит в запрещённой зоне) высота потенциального барьера не может превышать ширины запрещенной зоны Е.

При этом 

Из рис. 1.9. видно, что контактная разность потенциалов увеличивается с увеличением легирования эмиттера и базы. Переходы, изготовленные на основе полупроводника с большой шириной запрещенной зоны (и, следовательно, меньшей собственной концентрации носителей заряда ni), имеют большую контактную разность потенциалов.

Основным допущением при анализе перехода является пренебрежение концентрациями подвижных носителей заряда по сравнению с концентрациями примесей (1.2.3). При этом распределение плотности объемного заряда описывается соотношениями:



Электрическое поле может быть найдено из уравнения Пуассона:

 (1.6.3)

При этом контактная разность потенциалов равна:



Поскольку функция P(x) меняет знак в точке X=0, а на границах перехода в поле равно нулю – напряженность электрического поля составляет:

 (1.6.4)

Условие (1.6.4) соответствует электрической нейтральности p-n-перехода в целом:

 (1.6.5)

Уравнения (1.6.2.б), (1.6.3), (1.6.5) могут быть решены относительно неизвестных lp0, и ln0, после чего из (1.6.4) определяется максимальное поле p-n-перехода.

## 1.7. Расчет параметров ступенчатого p-n-перехода.

Наиболее просто определяется параметры ступенчатого p-n-перехода, так как в этом случае функция N(x) имеет вид:

 (1.7.1)

а значение граничных условий концентрации примеси и  известны:





Контактная разность потенциалов определяется из уравнений (1.6.2.б)

;

;

;

Подставляя (1.7.1), (1.6.3), (1.6.5), с учетом очевидного соотношения , получим:

 (1.7.2)





Максимальная напряженность электрического поля определяется из (1.6.4).



Из (1.7.2) следует, что при условии Nэ>>NБ практически весь переход сосредоточен в области базы (1р0<<1n0 = 10).

Поскольку величина ϕк слабо логарифмически зависит от концентрации примеси в эмиттере, при Nэ>>NБ параметры перехода определяются практически только свойством базы:

 (1.7.3)



ЧАСТЬ II. Расчет контактной разности потенциалов *ϕ*k в p-n-переходе.

 – контактная разность потенциалов, где:

 – температурный потенциал,

 – потенциал эмиттерной области,

 – потенциал области базы, таким образом:







ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в ходе проведения курсового исследования было установлено, что наиболее широко распространены следующие типы p-n-переходов: точечные, сплавные, диффузионные и эпитаксиальные, рассмотрены особенности технологических процессов изготовления этих переходов. Опираясь на исходные данные, была рассчитана контактная разница потенциалов, которая составила 0,113 (В). В третьей главе курсового проекта был рассмотрен эффект Ганна и его использование, в диодах, работающих в генераторном режиме. Были приведены различные типы работы диода: доменный режим, режимы ОНОЗ. Приведены конструкции генераторов, а так же усилителя на диоде Ганна, приведены расчеты, описаны принципы работы.

# 

# Приложение.

Обозначения основных величин, принятые в работе.

Ec - энергия соответствующая дну запрещённой зоны

E*F* - фермиевская энергия

Ek - энергетическая ступень, образующаяся в p–n-переходе

Emax - максимальная напряжённость электрического поля

Ev - энергия соответствующая потолку валентной зоны

Fi - электрическая энергия

Fip (Fin) - электростатическая энергия в p (n)-области

j - плотность тока

jg0 - плотность тока термогенерации носителей заряда

jngp0 (jpgp0) - плотность дрейфового тока, текущего через p-n-переход из n-области (p-области) в p-область (n-область)

jngup0 (jpgup0) - плотность диффузионного тока, текущего через p-n-переход из n-области (p-области) в p-область (n-область)

jz0 - плотность тока рекомбинации носителей заряда

l0 - ширина р-n перехода.

ln0 (lp0) - ширина n (p) -области p-n-перехода

L*s* - дебаевская длина

N - результирующая концентрация примеси

n (p) - концентрация электронов (дырок) в полупроводнике

n0 (p0) - равновесная концентрация электронов (дырок) в полупроводнике

N*a* (N*d*) - концентрация акцепторной (донорной) примеси.

n*i* - собственная концентрация носителей заряда

n*n* (n*p*) - концентрация электронов в n (р) области

n*no* (n*po*) - равновесная концентрация электронов в n (р) области

NЭ (NБ) - абсолютная величина результирующей примеси в эмиттере (базе)

P(x) - распределение плотности объёмного заряда

p*p* (p*n*) - концентрация дырок в р (n) области

p*po* (p*no*) - равновесная концентрация дырок в р (n) области

pЭ (pБ) - плотность объёмного заряда

q, e - заряд электрона

T - температура окружающей среды

Vk - энергия контактного поля

Ε - напряженность электрического поля

ε - относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника

ε0 - диэлектрическая постоянная воздуха

μ*n* (μ*p*) - подвижность электронов (дырок)

**τε** - время диэлектрической релаксации

φ - электрический потенциал

φ*k* - контактная разность потенциалов

φ*T* - температурный потенциал

# 

# БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Анималу А. Квантовая теория кристаллических твердых тел. –М.: Мир, 1981;
2. Блейкмор Дж. Физика твердого тела. –М.: Мир, 1988;
3. Гранитов Г.И. Физика полупроводников и полупроводниковые приборы. –М.: Сов. радио, 1977;
4. Гусев В.Г., Гусев Ю.М. Электроника: Учебное издание. –М.: Высшая школа, 1991;
5. Давыдов А.С. Квантовая механика. –М.: Физматгиз, 1963;
6. Савельев И.В. Курс общей физики. В 3 т. –М.: Наука, 1979. Т.3;
7. Фистуль В.И, Введение в физику полупроводников. –М.: Высшая школа, 1984;
8. Электроника. Энциклопедический словарь. –М.: Советская энциклопедия, 1991.
9. Березин и др. Электронные приборы СВЧ. –М. Высшая школа 1985.

1. Антизапирающим называют приконтактный слой, обогащённый свободными носителями заряда. [↑](#footnote-ref-1)
2. Отношение изменения концентрации носителей заряда к расстоянию на котором это изменение происходит называется градиентом концентрации: grad n = ∆n/∆x = dn/dx [↑](#footnote-ref-2)
3. Диффузионным током называют ток, вызванный тепловым движением электронов. [↑](#footnote-ref-3)
4. Ток, созданный зарядами, движущимися в полупроводнике из-за наличия электрического поля и градиента потенциала называется дрейфовым током. [↑](#footnote-ref-4)
5. Отсутствие вырождения характеризует существенная концентрация носителей заряда собственной электропроводности. [↑](#footnote-ref-5)