СОДЕРЖАНИЕ

[Введение 3](#_Toc292718548)

[1. Термодинамическая работа выхода в полупроводниках 4](#_Toc292718549)

[2. Эффект поля 6](#_Toc292718550)

[3. Поверхностная концентрация электронов и дырок 9](#_Toc292718551)

[4. Барьер Шоттки 11](#_Toc292718552)

[4.1 Барьер Шоттки в состоянии термодинамического равновесия 11](#_Toc292718553)

[4.2 Зонная диаграмма барьера Шоттки при внешнем напряжении 13](#_Toc292718554)

[4.3 Вольт-амперная характеристика барьера Шоттки 14](#_Toc292718555)

[5. ОПЗ в равновесных условиях. Виды ОПЗ 17](#_Toc292718556)

[6. Зонные диаграммы гетеропереходов 20](#_Toc292718557)

[7. Емкость области пространственного заряда 24](#_Toc292718558)

[Заключение 27](#_Toc292718559)

[Список литературы 28](#_Toc292718560)

[Приложение А 29](#_Toc292718561)

[Приложение Б 30](#_Toc292718562)

# ВВЕДЕНИЕ

Физические процессы, протекающие на границе соприкасающихся тел и в их объеме, значительно отличаются друг от друга. Так на границе происходит изменение свойств материала: структуры энергетических зон, ширины запрещённой зоны, эффективных масс носителей заряда, их подвижности и т. д.

Контакт двух различных по химическому составу и физическим параметрам тел называется гетеропереходом. Главными условиями его формирования являются разные значения ширины запрещенной зоны и энергии электронного сродства контактирующих тел. Поэтому гетеропереход может быть образован между двумя твердыми телами, между твердым телом и жидкостью, а также между двумя жидкостями.

Совокупность нескольких гетеропереходов представляет собой гетероструктуру [1]. Примером может служить структура металл – диэлектрик – полупроводник (МДП-структура) на основе Ge, InSb, GaAs и других материалов, а также кремниевая МОП-структура (металл – окисел – полупроводник), являющаяся основой МОП-транзисторов [2].

В данной работе рассмотрен процесс формирования бинарных гетероструктур и их основных характеристик. Основное внимание уделено преимущественно контактам с участием полупроводниковых материалов, поскольку особенности зонных диаграмм и связанные с ними процессы делают гетеропереходы мощным средством управления потоками носителей в полупроводниках (например эффект выпрямления тока контактом «металл-полупроводник», применяемый при проектировании и изготовлении диодов и в частности – диодов Шоттки [3]). Благодаря этому электрические характеристики полупроводниковых приборов на основе гетеропереходов лучше, чем у аналогичных приборов на основе р-n-переходов [4].

1. **ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ РАБОТА ВЫХОДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

Рассмотрим зонную диаграмму полупроводников *p-* и *n-*типов.

На рисунке 1 использованы следующие обозначения:

*χ* – энергия электронного сродства (численно равная работе, необходимой для перевода электрона со дна зоны проводимости в вакуум без сообщения ему кинетической энергии [5]);

 – ширина запрещенной зоны;

 – энергия середины запрещенной зоны;

 – дно зоны проводимости;

 – потолок валентной зоны;

 – объемное положение уровня Ферми в полупроводнике *n-*типа;

 – объемное положение уровня Ферми в полупроводнике *p*-типа;

** – уровень вакуума (энергия электрона, находящегося в вакууме и не испытывающего никакого силового воздействия).

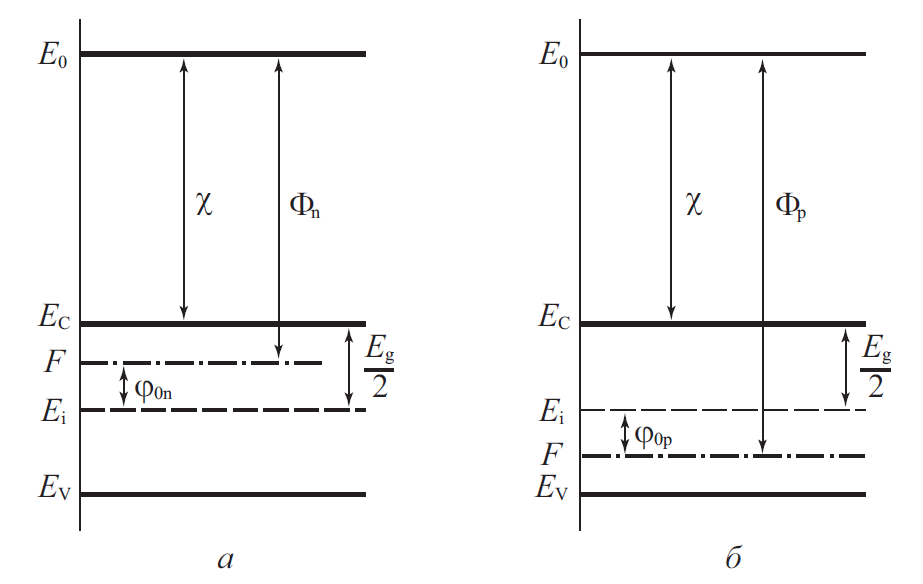


Рисунок 1 Зонная диаграмма полупроводников: *а*) *n*-типа; *б*) *p*-типа

Поскольку энергия Ферми отрицательна *F* < 0, то расстояние до уровня Ферми *F*, отсчитанное от уровня вакуума *Е*0= 0, будет положительным. Обозначим его *Ф* и назовем термодинамической работой выхода:

 (1)

Здесь речь идет о внешней работе выхода – минимальной энергии, которую нужно затратить для перемещения электрона с уровня Ферми твердого тела в вакуум.

Получаем следующие выражения для термодинамической работы выхода в полупроводниках *n*-типа *Фn* и *p*-типа *Фp*:

(2)

 (3)

(При рассмотрении предполагается, что уровень Ферми в собственном полупроводнике находится посередине запрещенной зоны).

Из соотношений (2) и (3) следует, что термодинамическая работа выхода из полупроводника *p*-типа всегда будет больше, чем из полупроводника *n*-типа, а следовательно, ток термоэлектронной эмиссии, обусловленный электронами, способными покидать поверхность тела вследствие теплового возбуждения, с полупроводника *n*-типа будет больше, чем с полупроводника *p-*типа.

Выражение для тока термоэлектронной эмиссии задается известным уравнением Ричардсона-Дашмена:

 (4)

где – постоянная Ричардсона.

1. **ЭФФЕКТ ПОЛЯ**

Рассмотрим, как будет меняться концентрация свободных носителей в приповерхностной области полупроводника, когда вблизи этой поверхности создается электрическое поле. Для примера будем считать, что электрическое поле создается заряженной металлической плоскостью с поверхностной плотностью зарядов *σ*. Поскольку силовые линии электрического поля должны быть замкнуты, то на поверхности полупроводника возникает равный по величине, но противоположный по знаку электрический заряд. В зависимости от знака заряда на металлической плоскости (положительной или отрицательной) экранирующий это поле заряд в приповерхностной области полупроводника также будет различных знаков. На рисунке 2 приведены ситуации положительно и отрицательно заряженной плоскости.

Случай, когда в приповерхностной области возрастает концентрация свободных носителей, носит название ***обогащение***, а когда в приповерхностной области уменьшается концентрация свободных носителей – ***обеднение***.

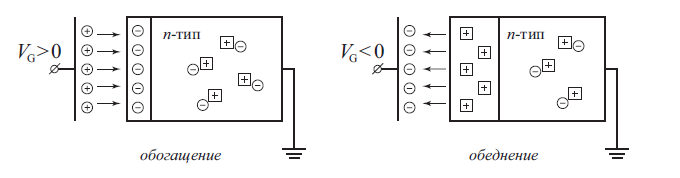


Рисунок 2 Изменение концентрации свободных носителей в приповерхностной области полупроводника *n*-типа при наличии вблизи поверхности заряженной металлической плоскости

Изменение концентрации свободных носителей в приповерхностной области полупроводника под действием внешнего электрического поля получило название ***эффекта поля***.

При наличии внешнего поля приповерхностная область в полупроводнике не будет электронейтральной. Заряд, возникший в этой области, обычно называется пространственным зарядом, а сама область – ***областью пространственного заряда***(ОПЗ).

Отметим, что в случае реализации эффекта поля источником внешнего электрического поля могут быть заряды на металлических пластинах вблизи поверхности полупроводника, заряды на границе и в объеме диэлектрического покрытия и т.д.

Наличие электрического поля *E*(*x*) в ОПЗ меняет величину потенциальной энергии электрона. Если поле направлено от поверхности вглубь полупроводника, то электроны в этом случае будут иметь минимальную энергию у поверхности, что соответствует наличию потенциальной ямы для электронов там же.

Изменение потенциальной энергии электронов:

 (5)

где  – потенциальная энергия электронов в квазинейтральном объеме полупроводника. Поскольку на дне зоны проводимости кинетическая энергия электронов равна нулю (, где  – эффективная масса ), то изменение потенциальной энергии по координате должно точно так же изменить энергетическое положение дна зоны проводимости *E*C (а соответственно и вершины валентной зоны *E*V). На зонных диаграммах это выражается в изгибе энергетических зон. Величина разности потенциалов между квазинейтральным объемом и произвольной точкой ОПЗ получила название ***электростатического потенциала***:

 (6)

Значение электростатического потенциала на поверхности полупроводника называется ***поверхностным потенциалом***и обозначается символом ψs. На зонной диаграмме (рисунок 3) величина *ψ*s отрицательна.

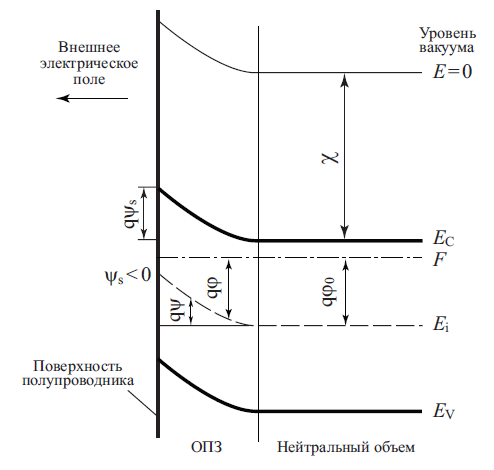


Рисунок 3 Зонная диаграмма приповерхностной области полупроводника *n*-типа

1. **ПОВЕРХНОСТНАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК**

Рассмотрим зонную диаграмму приповерхностной области полупроводников в равновесных условиях.

Знак поверхностного потенциала ψs соответствует знаку заряда на металлическом электроде, вызывающего изгиб энергетических зон.

При ψs> 0 зоны изогнуты вниз, при ψs < 0 зоны изогнуты вверх (рисунок 4).

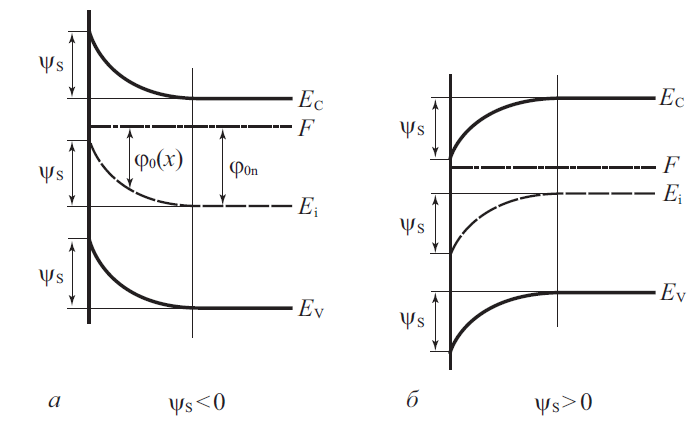


Рисунок 4 Энергетические зоны на поверхности полупроводника *n*-типа:

*а*) в случае обеднения; *б*) в случае обогащения

Рассчитаем, как меняется концентрация электронов и дырок в области пространственного заряда. Для определенности рассмотрим полупроводник *n*-типа. В условиях термодинамического равновесия концентрация основных *n*n0 и неосновных *p*n0 носителей выражается следующим образом:

** (7)

где  эффективная плотность состояний в зоне проводимости;

 - концентрация собственных носителей заряда в зоне проводимости и в валентной зоне.

Обозначим , тогда

** (8)

Для области пространственного заряда объемное положение уровня Ферми относительно середины запрещенной зоны ** меняется от точки к точке: *,* как и концентрация основных *n*n0(*x*) и неосновных *p*0n(*x*) носителей. В предыдущем выражении для **, как видно из рисунка 4 а, используются модули значений объемного положения уровня Ферми **.

С учетом зависимости выражения для концентраций будут:

 (9)

Учитывая (8), получим для координатной зависимости основных носителей для полупроводника *n*-типа:

 (10)

Для координатной зависимости в области пространственного заряда концентрации неосновных носителей получаем:

 (11)

Величины концентраций электронов *n*s и дырок *p*s на поверхности носят название ***поверхностной концентрации***и в равновесном случае определяются через значения концентраций основных носителей в квазинейтральном объеме  и поверхностный потенциал следующим образом:

 (12)

В выражениях (10 – 12) используется поверхностный потенциал с учетом знака.

1. **БАРЬЕР ШОТТКИ**

**4.1 Барьер Шоттки в состоянии термодинамического равновесия**

Рассмотрим контакт металл – полупроводник. В случае контакта возможны различные комбинации (*p-* и *n*-типы полупроводника) и соотношения термодинамических работ выхода из металла и полупроводника. В зависимости от этих соотношений в области контакта могут реализоваться три состояния. Первое состояние соответствует условию плоских зон в полупроводнике, в этом случае реализуется нейтральный контакт. Второе состояние соответствует условию обогащения приповерхностной области полупроводника (дырками в *p*-типе и электронами в *n*-типе), в этом случае реализуется омический контакт. И, наконец, в третьем состоянии приповерхностная область полупроводника обеднена основными носителями, в этом случае в области контакта со стороны полупроводника формируется область пространственного заряда ионизованных доноров или акцепторов и реализуется блокирующий контакт, или барьер Шоттки.

Рассмотрим условие возникновения барьера Шоттки. Ранее было показано, что ток термоэлектронной эмиссии с поверхности любого твердого тела определяется уравнением Ричардсона-Дашмена:

 (13)

Для контакта металл – полупроводник *n*-типа выберем условие, чтобы термодинамическая работа выхода из полупроводника *Ф*п/п была меньше чем термодинамическая работа выхода из металла *Ф*Ме. В этом случае согласно уравнению (13) ток термоэлектронной эмиссии с поверхности полупроводника *j*п/п будет больше, чем ток термоэлектронной эмиссии с поверхности металла:

 (14)

При контакте таких материалов в начальный момент времени ток из полупроводника в металл будет превышать обратный ток из металла в полупроводник и в приповерхностных областях полупроводника и металла будут накапливаться объемные заряды – отрицательные в металле и положительные в полупроводнике. В области контакта возникнет электрическое поле, в результате чего произойдет изгиб энергетических зон. Вследствие эффекта поля термодинамическая работа выхода на поверхности полупроводника возрастет. Этот процесс будет проходить до тех пор, пока в области контакта не выровняются токи термоэлектронной эмиссии и соответственно значения термодинамических работ выхода на поверхности.

На рисунке 5 показаны зонные диаграммы различных этапов формирования контакта металл – полупроводник. В условиях равновесия в области контакта токи термоэлектронной эмиссии выровнялись, вследствие эффекта поля возник потенциальный барьер, высота которого равна разности термодинамических работ выхода: .

Для контакта металл–полупроводник *p*-типа выберем условие, чтобы термодинамическая работа выхода из полупроводника *Ф*п/пбыла больше, чем термодинамическая работа выхода из металла *Ф*Ме. В этом случае ток термоэлектронной эмиссии с поверхности полупроводника *j*п/пбудет меньше, чем ток термоэлектронной эмиссии с поверхности металла согласно уравнению (13).

При контакте таких материалов в начальный момент времени ток из металла в полупроводник *p*-типа будет превышать обратный ток из полупроводника в металла, и в приповерхностных областях полупроводника и металла будут накапливаться объемные заряды – положительные в металле и отрицательные в полупроводнике.

В дальнейшем картина перехода к равновесному состоянию и формирования потенциального барьера для контакта металл– полупроводник *p*-типа аналогична рассмотренной выше для контакта металл–полупроводник *n*-типа.

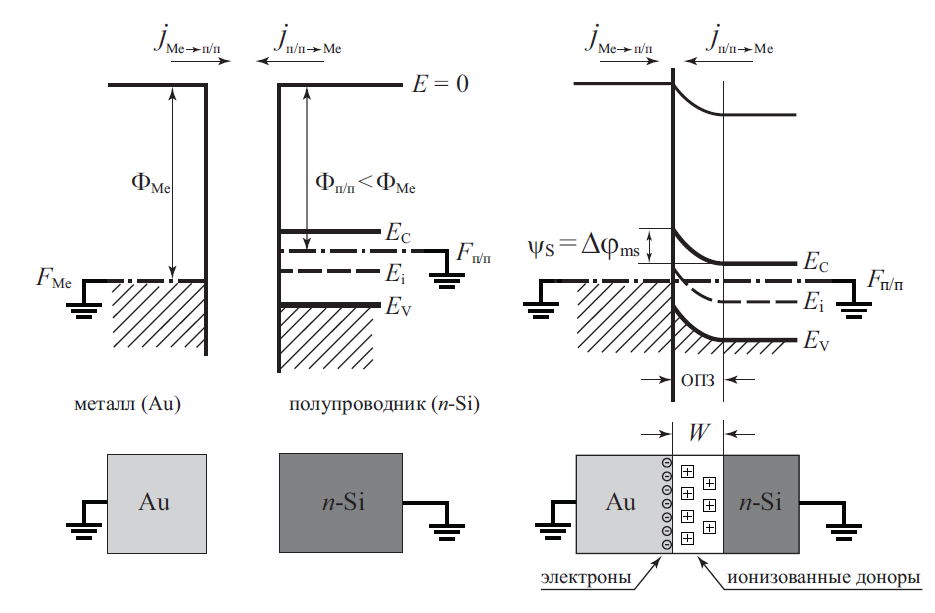


Рисунок 5 Зонная диаграмма, иллюстрирующая образование барьера Шоттки

* 1. **Зонная диаграмма барьера Шоттки при внешнем напряжении**

Рассмотрим, как меняется зонная диаграмма контакта металл–полупроводник при приложении внешнего напряжения VG, знак которого соответствует знаку напряжения на металлическом электроде. Величина внешнего напряжения при положительном знаке VG > 0 не должна быть больше контактной разности потенциала , при отрицательном напряжении VG < 0 она ограничивается только электрическим пробоем структуры. На рисунке 6 приведены соответствующие зонные диаграммы при положительном и отрицательном напряжениях на металлическом электроде барьеров Шоттки. Из приведенного рисунка видно, что роль внешнего напряжения в барьере Шоттки сводится только к регулированию высоты потенциального барьера и величины электрического поля в ОПЗ полупроводника.

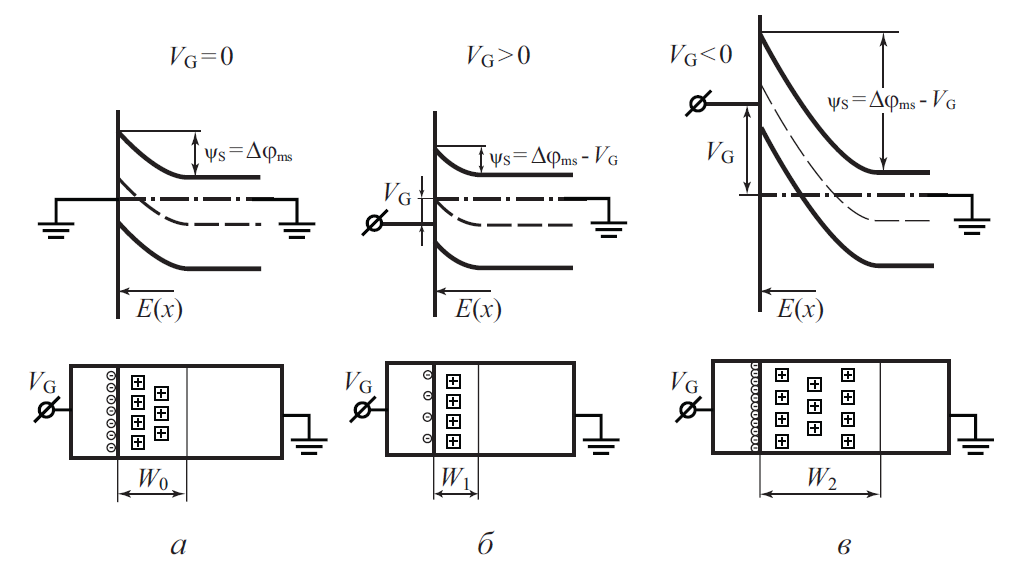


Рисунок 6 Зонная диаграмма барьера Шоттки при различных напряжениях на затворе:

а) *V*G = 0; б) *V*G > 0 (прямое включение); в) *V*G < 0 (обратное включение)

Знак поверхностного потенциала на всех зонных диаграммах – отрицательный. На рисунке 6 *а-в* указана величина потенциального барьера (изгиба энергетических зон), соответствующая модулю значения поверхностного потенциала 

* 1. **Вольт-амперная характеристика барьера Шоттки**

Для рассмотрения вольт-амперной характеристики (ВАХ) барьера Шоттки воспользуемся диодным приближением.

Вместо критерия  для барьера Шоттки воспользуемся для перехода электронов из полупроводника в металл выражением:

. (15)

 (16)

где  – тепловая скорость электронов, равная 

 – поверхностная концентрация в полупроводнике на границе с металлом ;

 – равновесная концентрация основных носителей в полупроводнике, равная 

В условиях равновесия *V*G = 0 ток из полупроводника в металл  уравновешивается током из металла в полупроводник . При приложении напряжения этот баланс нарушается и общий ток будет равен сумме этих токов, с учетом направления их протекания. Следовательно, вольт-амперная характеристика барьера Шоттки будет иметь вид:

 (17)

В более компактной форме ВАХ записывается в виде:

 (18)

На рисунке 7 приведена вольт-амперная характеристика барьера Шоттки.

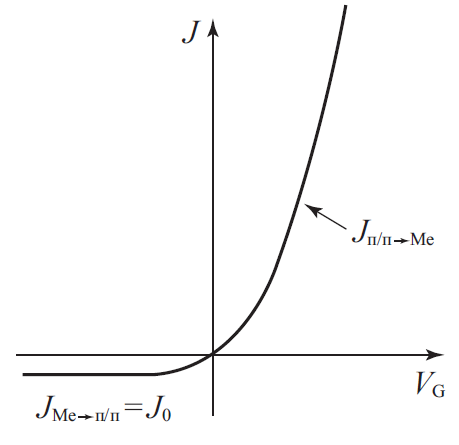


Рисунок 7 Вольт-амперная характеристика барьера Шоттки

Вольт-амперная характеристика барьера Шоттки имеет ярко выраженный несимметричный вид. В области прямых смещений ток экспоненциально сильно растет с ростом приложенного напряжения. В области обратных смещений ток от напряжения не зависит. В обеих случаях, при прямом и обратном смещении, ток в барьере Шоттки обусловлен основными носителями – электронами. По этой причине диоды на основе барьера Шоттки являются быстродействующими приборами, поскольку в них отсутствуют рекомбинационные и диффузионные процессы. Несимметричность вольт-амперной характеристики барьера Шоттки – типичная для барьерных структур. Зависимость тока от напряжения в таких структурах обусловлена изменением числа носителей, принимающих участие в процессах зарядопереноса. Роль внешнего напряжения заключается в изменении числа электронов, переходящих из одной части барьерной структуры в другую.

1. **ОПЗ В РАВНОВЕСНЫХ УСЛОВИЯХ. ВИДЫ ОПЗ**

В зависимости от направления и величины внешнего электрического поля, то есть от того, как в пределах ОПЗ изогнуты энергетические зоны *E*C и *E*V, а также типа проводимости полупроводника различают 4 различных состояния его поверхности: обогащение, обеднение, слабая инверсия и сильная инверсия. Все эти ситуации отражены на рисунке 8 для полупроводника *n*-типа.

***Обогащение***– состояние поверхности полупроводника, когда поверхностная концентрация основных носителей заряда – электронов – больше, чем их концентрация в нейтральном объеме (антизапорная ОПЗ) (рисунок 8 а).

Таблица 5.1 – Характеристики области обогащения полупроводника

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| *n*-тип | ns>n0 | зоны изогнуты вниз |  |
| *p*-тип | ps>p0 | зоны изогнуты вверх |  |

***Обеднение***– состояние поверхности полупроводника, когда поверхностная концентрация основных носителей меньше, чем концентрация основных носителей в квазинейтральном объеме, но больше, чем поверхностная концентрация неосновных носителей (запорная ОПЗ) (рисунок 8 б).

Таблица 5.2 – Характеристики области обеднения полупроводника

|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| *n*-тип |  | зоны изогнуты вверх |  |  |
| *p*-тип |  | зоны изогнуты вниз |  |  |

Переход от состояния обогащения к состоянию обеднения происходит при значении поверхностного потенциала *ψ*s = 0, получившем название ***потенциала «плоских» зон***. При этом концентрации основных и неосновных носителей на поверхности и в объеме совпадают.

***Слабая инверсия***– состояние поверхности полупроводника, когда поверхностная концентрация неосновных носителей больше, чем поверхностная концентрация основных, но меньше, чем концентрация основных носителей в квазинейтральном объеме (рисунок 8 в).

Таблица 5.3 – Характеристики области слабой инверсии полупроводника

|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| *n*-тип |  | зоны изогнуты вверх |  |  |
| *p*-тип |  | зоны изогнуты вниз |  |  |

Переход от области обеднения к области слабой инверсии происходит при значении поверхностного потенциала |*ψ*s|=*φ*0, соответствующем состоянию поверхности с собственной проводимостью



***Сильная инверсия***– состояние поверхности полупроводника, когда поверхностная концентрация неосновных носителей больше, чем концентрация основных носителей в квазинейтральном объеме (рисунок 8 г).

Таблица 5.4 – Характеристики состояния сильной инверсии полупроводника

|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| *n*-тип |  | зоны изогнуты вверх |  |  |
| *p*-тип |  | зоны изогнуты вниз |  |  |

Переход от области слабой инверсии к области сильной инверсии происходит при значении поверхностного потенциала *ψ*s = 2*φ*0, получившем название ***«порогового» потенциала***. При этом концентрация неосновных носителей на поверхности равна концентрации основных носителей в объеме полупроводника.

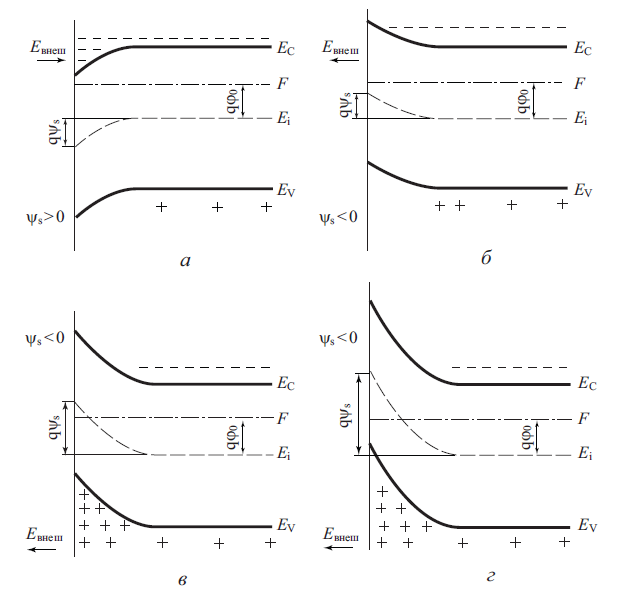


Рисунок 8 Зонная диаграмма приповерхностной области полупроводника *n*-типа при различных состояниях поверхности:

*а*) обогащение; *б*) обеднение; *в*) слабая инверсия; *г*) сильная инверсия

Та область в ОПЗ, где суммарная концентрация свободных носителей электронов и дырок меньше, чем концентрация ионизованной примеси, называется ***областью обеднения***. Область в ОПЗ, где концентрация свободных неосновных носителей больше, чем основных, получила название ***инверсионного канала***.

1. **ЗОННЫЕ ДИАГРАММЫ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ**

***Гетеропереходом***называют контакт двух полупроводников различного вида и разного типа проводимости, например, *p*-Ge – *n*-GaAs. Отличие гетеропереходов от обычного *p-n* перехода заключается в том, что в обычных *p-n* переходах используется один и тот же вид полупроводника, например, pSi – nSi. Поскольку в гетеропереходах используются разные материалы, необходимо, чтобы у этих материалов с высокой точностью совпадали два параметра: температурный коэффициент расширения (ТКР) и постоянная решетки.

В зависимости от ширины запрещенной зоны *E*g, электронного сродства χ и типа легирования узкозонной и широкозонной областей гетероперехода возможны различные комбинации *E*g и χ. На рисунке 9 показаны эти комбинации при условии равенства термодинамических работ выхода.

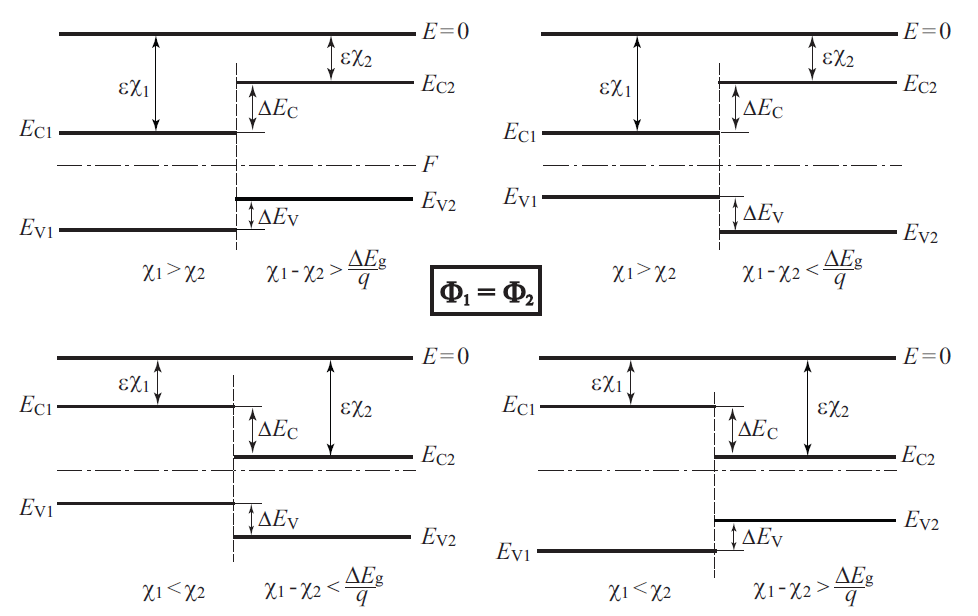


Рисунок 9. Зонные диаграммы гетеропереходов при различных комбинациях *E*g и χ в случае равенства термодинамических работ выхода *Ф*1 = *Ф*2

Для построения зонных диаграмм, детального анализа распределения электрического поля и потенциала в области пространственного заряда гетероперехода, а также величины и компонент электрического тока для гетеропереходов необходимо учитывать, что у различных полупроводников будут отличаться значения электронного сродства χ, ширины запрещенной зоны *Е*g и диэлектрической проницаемости εs.

При построении зонной диаграммы гетероперехода необходимо учитывать следующие факторы:

а) уровень вакуума *Е* = 0 непрерывен;

б) электронное сродство в пределах одного сорта полупроводника χ1 и χ2 постоянно;

в) ширина запрещенной зоны *E*g в пределах одного сорта полупроводника остается постоянной.

Таким образом можно построить зонные диаграммы для гетеропереходов при любых комбинациях уровней легирования, ширины запрещенной зоны и электронного сродства. На рисунке 10 приведены соответствующие зонные диаграммы для различных типов гетеропереходов.

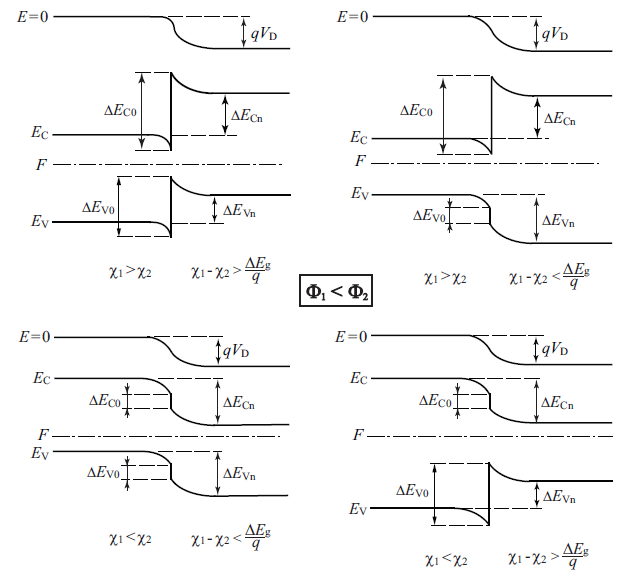


Рисунок 10 Зонные диаграммы для различных типов гетеропереходов при условии, что термодинамическая работа выхода первого слоя меньше, чем второго (*Ф*1 < *Ф*2), и при различных комбинациях для электронного сродства

Рассмотрим зонные диаграммы гетероперехода *p*-Ge – *n*-GaAs. На рисунках 11 и 12 приведены зонные диаграммы этой бинарной структуры в равновесных условиях и при приложении внешнего напряжения *V*: положительном (*V* > 0) и отрицательном (*V <* 0) (знак напряжения будет определяться знаком приложенного напряжения на *p*-область гетероперехода). Пунктиром на рисунке 12 изображены энергетические уровни в равновесных условиях *V*=0.

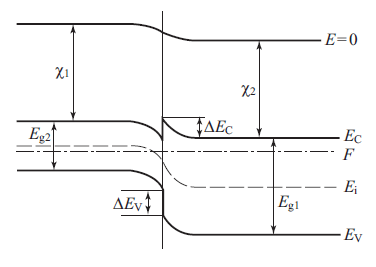


Рисунок 11 Зонная диаграмма гетероперехода *p*-Ge – *n*-GaAs в равновесных условиях

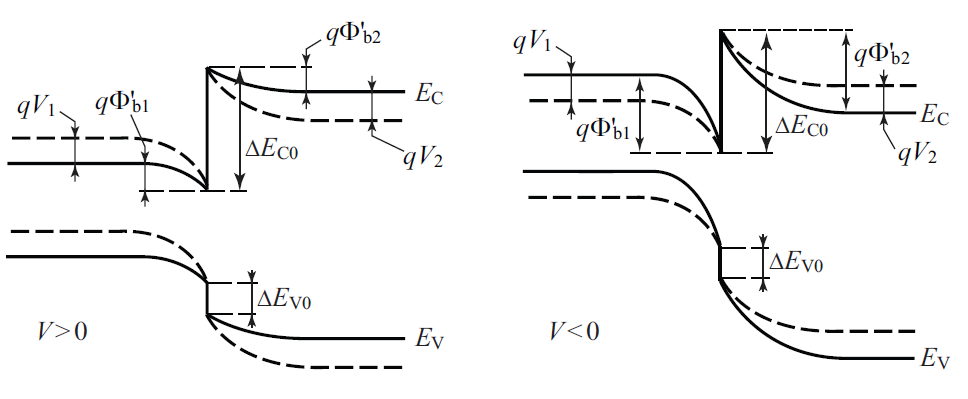


Рисунок 12 Зонные диаграммы гетероперехода *p*-Ge—*n*-GaAs при прямом (*V* > 0) и обратном (*V* < 0) включении напряжения.

1. **ЕМКОСТЬ ОБЛАСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА**

Одной из основных задач при анализе области пространственного заряда полупроводника является нахождение связи между электростатическим потенциалом *ψ*(*x*), с одной стороны, и величинами заряда в области пространственного заряда *Q*s, емкости ОПЗ *C*s – с другой. Нахождение этой связи основано на решении уравнения Пуассона для ОПЗ. Для полупроводника *p*-типа уравнение Пуассона имеет вид:

 (19)

Выражение для заряда в ОПЗ, справедливое для любых значений поверхностного потенциала, имеет вид:

, (20)

где  - дебаевская длина экранирования;

.

Поскольку полный заряд в ОПЗ *Q*sc зависит от величины поверхностного потенциала *ψ*s, то область пространственного заряда обладает определенной емкостью *C*sc.

Величина *C*sc будет равна:

 (21)

Получим выражение для заряда *C*sc для различных областей.

***Область обогащения* (*ψ*s < 0):**

Емкость ОПЗ *C*sc обусловлена емкостью свободных дырок *C*p:

 (22)

***Область обеднения и слабой инверсии* (2*φ*0 > *ψ*s > 0):**

Емкость ОПЗ *C*sc обусловлена емкостью области ионизованных акцепторов *C*B:

 (23)

Из соотношения (23) следует, что емкость *C*sc в области обеднения слабо зависит от поверхностного потенциала *ψ*s, убывая с ростом последнего. Минимальное значение емкости *C*sc достигается вблизи порогового значения поверхностного потенциала.

Емкость ОПЗ в области обеднения и слабой инверсии эквивалентна емкости плоского конденсатора, заполненного диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью *ε*s, пластины которого находятся друг от друга на расстоянии *W*, равном ширине ОПЗ.

***Плоские зоны (ψs = 0)*:**

Соотношения (22) и (23) несправедливы при *ψ*s → 0, т.е. в области плоских зон у поверхности полупроводника. Непосредственная подстановка *ψ*s = 0 в выражение (22) приводит к неопределенности типа «ноль делить на ноль».

Для расчета емкости плоских зон *C*FB необходимо провести разложение экспоненты в (22) в ряд и после предельных переходов имеем:

 (24)

Емкость ОПЗ в плоских зонах эквивалентна емкости плоского конденсатора с обкладками, удаленными на дебаевскую длину экранирования.

***Область сильной инверсии (ψs > 2φ0)*:**

Емкость ОПЗ *C*sc обусловлена емкостью свободных электронов *C*n в инверсионном слое и при достаточно больших значениях поверхностного потенциала *β*(*ψ*s – 2*φ*0) ≥ 7 будет равна:

 (25)

Из анализа (22) и (25) следует, что емкости свободных носителей в обогащении и сильной инверсии экспоненциально зависят от поверхностного потенциала *ψ*s и имеют одинаковые значения, если величину поверхностного потенциала отсчитывать для инверсии от порогового значения *ψ*s = 2*φ*0.

На рисунке 13 приведен график зависимости емкости ОПЗ *C*sc от величины поверхностного потенциала *ψ*s, рассчитанной по соотношениям (22 – 25).

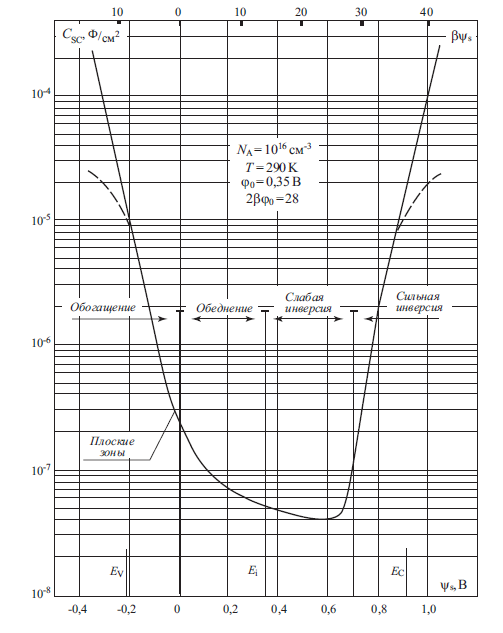


Рисунок 13 Зависимость емкости области пространственного заряда *C*sc от поверхностного потенциала, рассчитанная в классическом (сплошная линия) и вырожденном (пунктирная линия) случае [6].

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Процесс изучения гетероструктур представляет большой практический интерес. Так существует большое количество многоконтактных приборов на основе контакта металл – полупроводник: приборы для сверхвысоких частот, диоды с барьером Шоттки. На основе гетеро*-* *p-n* – переходов наиболее важное применение получили оптоэлектронные приборы: гетеролазеры, гетеросветодиоды, [приёмники оптического излучения](http://www.femto.com.ua/articles/part_2/3082.html) – фотодиоды, лавинные фотодиоды, фототранзисторы и фототиристоры, преобразователи ИК-излучения в видимое. На основе гетероструктуры типа *п-р-P* созданы [солнечные батареи](http://www.femto.com.ua/articles/part_2/3742.html)*.*

В данной работе были рассмотрены основные понятия и явлениятеории контактов твердых тел, такие как термодинамическая работа выхода, эффект поля, существование электрического поля области пространственного заряда, влияние приложенного напряжения на протекание тока основных и неосновных носителей заряда через контакт. Были даны определения гетероструктуры и гетероперехода с достаточно подробным описанием механизмов построения их энергетических диаграмм. В связи с тем, что эксперимент не проводился, пришлось ограничиться изучением вольт-емкостных характеристик лишь в теории.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. [Электронный ресурс]. – Электронные данные. – Режим доступа: <http://www.femto.com.ua/articles/part_1/0743.html>
2. [Электронный ресурс]. – Электронные данные. – Режим доступа: <http://www.femto.com.ua/articles/part_1/2192.html>
3. Петрович В. А. Методическое пособие к лабораторным работам по курсу«Физика твердого тела» для студентов специальности «Микроэлектроника». – Мн.: БГУИР, 2000. – 40 с.
4. [Электронный ресурс]. – Электронные данные. – Режим доступа: <http://www.femto.com.ua/articles/part_1/0742.html>
5. Шалимова К. В. Физика полупроводников. М.: Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
6. Гуртов В. А. Твердотельная электроника: Учеб. пособие . – Москва, 2005. – 492 с.

# ПРИЛОЖЕНИЕ А

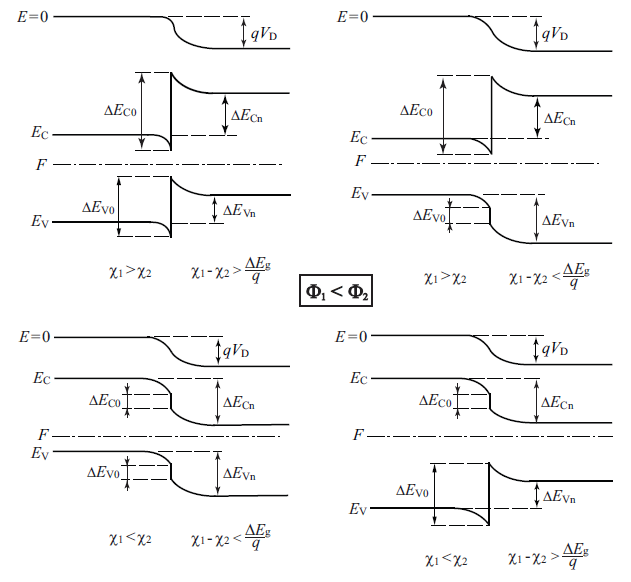
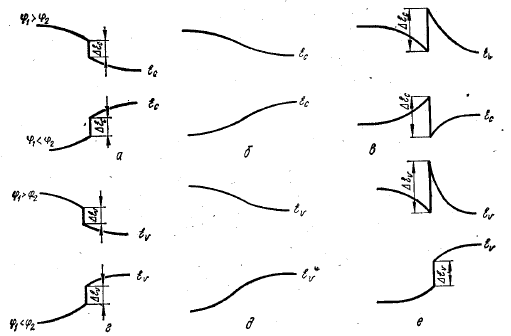


Рисунок А.1 Энергетические диаграммы формирования гетеропереходов

# ПРИЛОЖЕНИЕ Б



*E*C

*E*C

*E*C

*E*C

*E*C

*E*C

*E*V

*E*V

*E*V

*E*V

*E*V

*E*V

*ΔE*C

*ΔE*C

*ΔE*V

*ΔE*C

*ΔE*C

*ΔE*V

*ΔE*V

*ΔE*V

*а*

*б*

*в*

*е*

*д*

*г*

ϕ1<ϕ2

ϕ1>ϕ2

ϕ1<ϕ2

ϕ1>ϕ2

Рисунок Б.1 Энергетические диаграммы для дна зоны проводимости (*а* – *в*) и валентной зоны (*г* – *е*)