

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

Национальный исследовательский университет

Учебно-научный и инновационный комплекс
"Новые многофункциональные материалы и нанотехнологии"

Основная образовательная программа

210100 «Электроника и наноэлектроника», общий профиль, квалификация
(степень) магистр

Учебно-методический комплекс по дисциплине
«Спинтроника»

Основная образовательная программа

210100.62 «Электроника и наноэлектроника», общий профиль, квалификация
(степень) бакалавр

Учебно-методический комплекс по дисциплине
«Материалы и методы нанотехнологии»

М.В. Дорохин, А.В. Здоровейцев

**ДИОД ШОТТКИ НА ОСНОВЕ GaAs: ТЕХНОЛОГИЯ
ПОЛУЧЕНИЯ И ДИАГНОСТИКА**

Электронное учебно-методическое пособие

Мероприятие 1.2. Совершенствование образовательных технологий, укрепление материально-технической базы учебного процесса

Нижний Новгород

2013

1

УДК 537.632.5, 535.47

Дорохин М.В., Здоровейщев А.В.

Диод Шоттки на основе GaAs: технология получения и диагностика: учебно-методическое пособие. Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2013. – 75 с. - Илл. – 24, библи. – 40 назв.

Рецензент: с.н.с. Института Физики Микроструктур РАН Мурель Аркадий Викторович

Описаны основные свойства контактов металл/полупроводник, образующих барьер Шоттки. Рассмотрены методы измерений и расчёта характеристик диода Шоттки. Изложены основы технологии формирования контактов металл/полупроводник для Si и GaAs, рассмотрены основные методы формирования контактов. Приведено описание вакуумных методов, в том числе, метода электронно-лучевого испарения. Предложено выполнение практической работы по формированию и исследованию диода Шоттки.

Для студентов старших курсов, специализирующихся по направлению 210600 «Нанотехнология», студентов магистратуры и аспирантов, слушающих курсы в области наноэлектроники и ведущих исследования в соответствующей области.

© М.В. Дорохин, А.В. Здоровейщев, 2013

© Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

Содержание

Список основных сокращений и обозначений:	4
Введение	5
1. Физико-технологические основы формирования контактов металл/полупроводник.....	8
1.1. Идеальный контакт металл/полупроводник.....	8
1.2. Вольтамперная характеристика идеального контакта	1
1.3. Вольтфарадная характеристика идеального контакта	15
1.4. Влияние неидеальности контакта на свойства барьеров Шоттки	22
1.4.1. Роль поверхностных электронных состояний контакта.....	23
1.4.2. Влияние промежуточного диэлектрического слоя на свойства диода Шоттки	24
1.4.3. Влияние металлического слоя на свойства границы	26
1.4.4. Вольтамперная и вольтфарадная характеристики реального контакта.....	28
1.5. Измерение параметров диодов Шоттки по ВАХ и ВФХ.....	31
1.5.1. Измерение высоты барьера Шоттки и коэффициента неидеальности при анализе вольтамперных характеристик.....	31
1.5.2. Измерение высоты барьера Шоттки и концентрации носителей в полупроводнике при анализе вольтфарадных характеристик	33
1.6. Применение диодов Шоттки	34
2. Способы формирования диодов с контактом металл/полупроводник	40
2.1. Химические и электрохимические методы осаждения металлов на поверхность полупроводниковых структур	41
2.2.1. Физические принципы осаждения слоёв на поверхности полупроводников.....	44
2.2.2. Конструкции вакуумных установок	49
2.3. Классификация вакуумных методов осаждения	55
2.3.1. Испарение с использованием резистивного нагрева	55
2.3.2. Электронно-лучевое испарение	57
2.3.3. Источники с индукционным нагревом	58
2.3.4. Магнетронное распыление	60
2.3.5. Лазерное распыление.....	61
3. Технологический процесс создания диодов Шоттки.....	63
3.1. Технологические операции для изготовления диодов Шоттки на основе контактов металл/полупроводник GaAs.....	63
3.2.1. Задание 1.	64
3.2.2. Задание 2.	66
3.2.3. Задание 3.	67
Список цитированной литературы.....	72

Список основных сокращений и обозначений:

- ВАХ – вольтамперная характеристика;
ВЧ – высокие частоты;
ВФХ – вольтфарадная характеристика;
ДШ – диод Шоттки;
ИК – инфракрасный;
МОП – металл-окисел-полупроводник;
ОПЗ – область пространственного заряда;
ОСЧ – особо чистый;
ПЭСК – поверхностные электронные состояния контакта;
СВЧ – сверхвысокие частоты;
HEMT – High Electron Mobility Transistor (транзистор с высокой подвижностью электронов);
 ΔG – свободная энергия;
 ε - диэлектрическая проницаемость среды;
 ε_0 – диэлектрическая постоянная вакуума;
 φ_b – высота потенциального барьера;
 A^* - постоянная Ричардсона;
 C – ёмкость диода Шоттки;
 d – расстояние от источника испарения до подложки;
 d_{OPZ} – толщина области пространственного заряда в барьере Шоттки
 e – элементарный заряд;
 E_c – дно зоны проводимости полупроводника;
 E_v – потолок валентной зоны полупроводника;
 F – энергия Ферми;
 I – ток диода;
 I_s – ток насыщения в диоде Шоттки;
 k – постоянная Больцмана;
 N_D – концентрация доноров;
 n_0 – концентрация электронов в полупроводнике n – типа;
 n – коэффициент неидеальности диода Шоттки;
 p_n – концентрация дырок в полупроводнике n – типа;
 S – площадь контакта;
 T – температура;
 U – напряжение на диоде.

Введение

Диод Шоттки (ДШ) является одним из базовых элементов современной микроэлектроники [1]. Характерной особенностью диодов Шоттки является высокое быстродействие, что определяет области применения в СВЧ интегральных схемах: в качестве элементов НЕМТ-транзисторов на основе GaAs, а также для повышения быстродействия Si транзисторов [1-3]. В последние 10 лет в НИФТИ ННГУ разработаны светоизлучающие диоды Шоттки металл/GaAs для применений в оптоэлектронике, в качестве источника оптического излучения ближнего ИК диапазона. Несмотря на то, что диод Шоттки является униполярным прибором, возможность применения его в качестве источника излучения показана еще в 70-х годах [4]. Задачей, решённой в НИФТИ ННГУ, являлось повышение эффективности электролюминесценции диодов Шоттки за счет различных обработок структур, а также за счет повышения инжекции неосновных носителей [5]. В последнее время область применения диодов Шоттки была значительно расширена: начиная с 2000-х годов в мировой литературе можно отметить тенденции значительного повышения интереса к исследованию контактов металл/полупроводник для применения в приборах на спин-поляризованных носителях [6, 7]. Такие приборы разрабатываются в рамках **спинтроники** – нового направления в электронике, разрабатывающего приборы повышенной эффективности и низкого энергопотребления. Основное внимание уделяется совершенствованию технологии формирования для создания наиболее качественной границы раздела, а также поиску новых материалов для создания ДШ [7].

В основу технологии диода Шоттки положен контакт металла и полупроводника, приводящий к образованию потенциального барьера [1,8]. С точки зрения физики идеальный контакт металл/полупроводник является простейшей модельной структурой. Механизмы протекания тока в диодах Шоттки подробно описаны в литературе, например, в [1,5,8]. Исследование вольтамперных и вольтфарадных характеристик диодов Шоттки применяется

для оценки свойств диодов и степени отклонения механизмов токопереноса от идеальных моделей. В настоящем пособии рассматриваются основные свойства диодов Шоттки, а также методы их исследования, используемые для оценки качества технологического процесса, свойств формируемых структур и приборов.

В первой части пособия описываются основные свойства контакта металл/полупроводник, методы исследования, а также области применения диодов Шоттки. Во второй части пособия рассматриваются основные методы получения ДШ, в том числе, методы химического осаждения и вакуумного напыления металлов. Приводятся оценки преимуществ и недостатков рассматриваемых методов. Отличительной особенностью предлагаемой учебно-методической разработки является описание технологии вакуумного напыления с применением новейшей установки TORR International, закупленной в ННГУ в 2010 году. Новое оборудование отличается своей универсальностью и широким использованием электронных средств контроля и управления процессами напыления. Оно используется для формирования тонких металлических и диэлектрических слоёв на полупроводниковых подложках, контактов к полупроводниковым приборам (лазерам), многослойных структур функциональной электроники.

В последней части пособия даны описания основных этапов технологического процесса формирования диодов Шоттки, включающие подготовку образцов, подготовку установки напыления, процесс напыления, а также методики измерения, входящие в комплекс операций тестирования сформированных диодов (такие как вольтамперные и вольтфарадные характеристики).

Таким образом, данное учебно-методическое пособие поможет студентам, аспирантам и сотрудникам физического факультета ННГУ 1) в освоении современных технологий вакуумного напыления тонких плёнок металлов и диэлектриков на примере современной технологической установки TORR International, 2) исследованию свойств полученных диодов

Шоттки. Полученные знания могут быть использованы в рамках образовательных курсов, читаемых на физическом факультете ННГУ, а также в научно-исследовательской работе, выполняемой на физическом факультете ННГУ.

1. Свойства и методы измерения контактов металл/полупроводник

Формирование контакта металл/полупроводник может считаться одной из самых простых операций полупроводниковой технологии. Известно большое количество способов осаждения металлических слоёв на поверхности полупроводника [8-12]. В то же время свойства контакта металл/полупроводник существенно зависят от условий и применяемого метода напыления [8-14]. При этом сложность формирования идеальной границы раздела между металлом и полупроводником остается основной проблемой технологии диодов Шоттки. В связи с этим теоретические модели, описывающие свойства контактов, претерпевают существенные изменения в зависимости от факторов, обуславливающих свойства границы раздела (подробно различные модели токопереноса в диодах с контактом металл/полупроводник описаны в [1]). Ниже описана базовая теория контакта металл/полупроводник с учётом влияния основных факторов, сопутствующих формированию слоёв.

1.1. Идеальный контакт металл/полупроводник

Рассмотрим идеальный контакт металла и полупроводника (для определённости возьмем полупроводник n -типа проводимости). Идеализация модели заключается в том, что не учитываются энергетические состояния на поверхности полупроводника, а также возможность наличия естественного окисла [15]. На рис.1.1 показаны зонные диаграммы металла и полупроводника в первый момент контакта, а также после установления равновесия в системе [8,15]. На зонной диаграмме металла изображается энергия Ферми, или уровень Ферми, разделяющий заполненные и незаполненные состояния в разрешённой зоне [8,15,16].

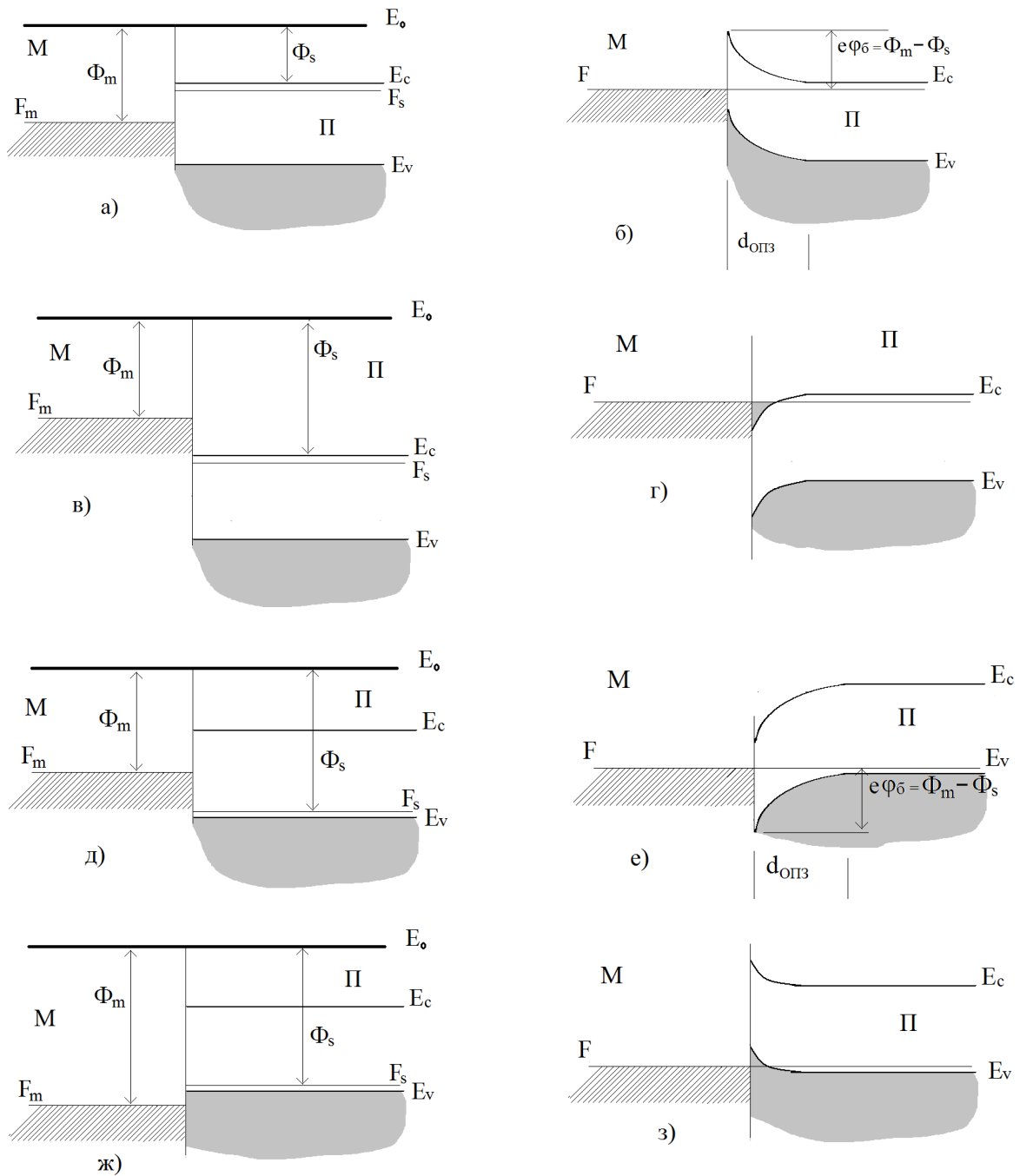


Рисунок 1.1. – Зонные диаграммы контакта металл (М) /полупроводник (П) *n*-типа (а-г) и *p*-типа (д-з) в первый момент соприкосновения (а,в,д,ж) и в равновесии (б,г,е,з). Буквами обозначены: $\Phi_{m(s)}$ – работа выхода из металла (полупроводника); E_c – дно зоны проводимости; E_v – потолок валентной зоны, $F_{m(s)}$ – уровень Ферми в металле (полупроводнике), F – общий уровень Ферми после установления равновесия. Случаи (б, е) соответствуют формированию обеднённого слоя полупроводника, (г, з) – слоя, обогащённого основными носителями.

На зонной диаграмме полупроводника изображается потолок валентной зоны и дно зоны проводимости, а также уровень Ферми, который для полупроводника *n*-типа лежит вблизи дна зоны проводимости. До образования контакта положения энергии Ферми в металле и полупроводнике могут отличаться друг от друга. Для правильного сопоставления принято отображать энергетические уровни относительно некоего уровня энергии, общего для металла и полупроводника. Таким уровнем считается энергия свободного электрона в вакууме [8,15,16]. Разность между энергией свободного электрона в вакууме и энергией Ферми называется работой выхода. Работа выхода (Φ) – это минимальная энергия, которую нужно сообщить электрону в твёрдом теле для его выхода в состояние покоя вне поверхности металла (так называемый уровень вакуума). С точки зрения приведённой формулировки для невырожденного полупроводника наиболее корректно отсчитывать работу выхода не от уровня Ферми, а от дна зоны проводимости (рис.1.1) (или от потолка валентной зоны для полупроводника *p*-типа). Однако разница энергий между уровнем Ферми и дном зоны проводимости намного меньше, чем работа выхода, поэтому принято отсчитывать значение Φ от положения уровня Ферми. Разность работы выхода металла и полупроводника определяет свойства контакта в идеальном диоде Шоттки.

Рассмотрим различные варианты соотношения работы выхода из металла с работой выхода из полупроводника:

1) Работа выхода из металла меньше работы выхода из полупроводника (рис.1.1а, б).

В этом случае дно зоны проводимости в полупроводнике лежит выше по энергии, чем уровень Ферми в металле. Это состояние является неравновесным, поэтому в процессе обмена электронами преимущественно будет происходить переход электронов из вещества с большей энергией Ферми в вещество с меньшей энергией Ферми. Электроны из полупроводника за счёт диффузии попадают в металл, где могут сбросить

энергию до значения, близкого к положению уровня Ферми в металле (F_M). Обратный поток электронов из металла в полупроводник затруднён из-за наличия на границе потенциального барьера (рис.1.1а,б). Вследствие этого приповерхностный слой полупроводника обедняется электронами, то есть, в нём появляется нескомпенсированный положительный электрический заряд, связанный с донорной примесью, отдающей электрон и заряжающейся положительно. Этот заряд уравнивается отрицательным зарядом электронов в приповерхностном слое металла. В силу высокой плотности состояний в металле этот слой является очень тонким. На границе полупроводника и металла образуется электрическое поле, направленное в сторону металла. Это поле препятствует дальнейшему выходу электронов из полупроводника в металл. В отличие от металла электрическое поле может проникать в полупроводник на достаточно большую глубину, при этом в области полупроводника, где действует поле, образуется изгиб зон вверх (в соответствии с направлением поля). Электрическое поле, создающее изгиб зон, препятствует перемещению электронов, однако обмен электронами продолжается за счёт термоэлектронной эмиссии. При установлении равновесия поток электронов из полупроводника в металл компенсируется потоком электронов из металла в полупроводник, то есть, суммарный ток становится равным нулю. Энергия Ферми или уровень Ферми в системе отражает состояние равновесия, как показано на рис.1.1б,г,е, и он становится общим для двух материалов. Между точками на поверхности металла и полупроводника существует контактная разность потенциалов, определяемая разностью работ выхода:

$$\varphi_{ms}^k = eU_{ms}^k = \Phi_s - \Phi_m . \quad (1.1)$$

Контактная разность потенциалов обуславливает формирование потенциального барьера для электронов. Этот барьер называется барьером Шоттки. Количественная характеристика, определяющая величину этого барьера, называется высотой потенциального барьера. Это важнейшая

характеристика диода Шоттки. Хотя энергетические зазоры измеряются в единицах энергии (электронвольтах), для дальнейшего рассмотрения высоту потенциального барьера удобно отсчитывать в вольтах с учётом однозначной

связи с контактной разностью потенциалов: $\varphi_{\delta} = \frac{\varphi_{ms}^k}{e}$. Таким образом,

высота барьера Шоттки в идеальном диоде определяется разностью работ выхода [1,8,15].

Электрическое поле выталкивает носители из приповерхностной области полупроводника, в результате образуется область, обеднённая носителями заряда. Эта область называется «обеднённой областью» или областью объёмного заряда (областью пространственного заряда - ОПЗ).

Толщина ОПЗ определяется зарядом в полупроводнике, электрическое поле которого полностью компенсирует контактную разность потенциалов. Значение толщины зависит от функции распределения примесей вблизи поверхности.

В качестве примера рассмотрим однородное распределение примеси, для которого концентрация носителей одинакова во всём полупроводнике и составляет N_D . Связь электрического поля и потенциала определяется уравнением Пуассона, которое в одномерном приближении имеет вид:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (1.2)$$

где ε - диэлектрическая проницаемость среды, ε_0 - диэлектрическая постоянная, $\rho(x)$ - плотность заряда, которая в рассматриваемом случае:

$$\rho(x) = eN_D, \quad (1.2')$$

здесь e - элементарный заряд.

Учитывая, что электрическое поле:

$$E(x) = \nabla\varphi, \quad (1.2'')$$

уравнение (1.2'') переписывается как:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{eN_D}{\varepsilon\varepsilon_0} \quad (1.3)$$

Учтём, что на границе ОПЗ $E = 0$ (при $x = d_{\text{ОПЗ}}$), тогда решение (1.3) запишется как

$$E(x) = -\frac{eN_D}{\varepsilon\varepsilon_0} (d_{\text{ОПЗ}} - x), \quad (1.4)$$

а потенциал:

$$\varphi(x) = -\frac{eN_D}{\varepsilon\varepsilon_0} (d_{\text{ОПЗ}} - x)^2. \quad (1.5)$$

Учитывая, что максимальное значение потенциала (при $x = 0$) равняется

высоте барьера $\varphi_{\bar{\sigma}} = \frac{\varphi_{ms}^{\kappa}}{e}$, можно записать толщину обеднённого слоя:

$$d_{\text{ОПЗ}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_{\bar{\sigma}}}{eN_D}}. \quad (1.6)$$

Из формулы (1.6) видно, что толщина области пространственного заряда уменьшается с повышением концентрации носителей. В случае сильного легирования ($N_D > 10^{19} \text{ см}^{-3}$) толщина ОПЗ не превышает нескольких нанометров.

Помимо выталкивания электронов из ОПЗ электрическое поле притягивает неосновные носители из объёма полупроводника. В области пространственного заряда концентрация неосновных носителей становится выше, чем в объёме. В случае сильного изгиба зон возможна ситуация, когда концентрация неосновных носителей становится выше, чем концентрация основных. Такой случай называется инверсией, а слой, в котором выполняется это условие ($p_n > n_0$) называется инверсионным слоем.

При приложении напряжения к диоду формула (1.6) с учётом знака переписывается как:

$$d_{\text{ОПЗ}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 - U)}{eN_D}}. \quad (1.6')$$

Положительное напряжение на металле по отношению к полупроводнику уменьшает ширину ОПЗ (для *n*-полупроводника), отрицательное – увеличивает.

2) Работа выхода из металла больше работы выхода из полупроводника (рис.1.1в, г).

В этом случае электроны из металла могут беспрепятственно проникать в полупроводник, а для электронов из полупроводника (в первый момент приведения в контакт) на границе формируется потенциальный барьер, равный разности работ выхода. Поток носителей из металла превосходит термоэмиссионный ток электронов из полупроводника. При установлении равновесия приповерхностный слой полупроводника обогащается электронами, что приводит к изгибу зон, формирующему потенциальную яму для электронов. В этой потенциальной яме образуется слой с избыточной концентрацией электронов, который носит название «обогащённый слой». В условиях равновесия потенциальные барьеры для электронов в объёме полупроводника и в металле отсутствуют, поэтому диффузионные токи из металла и объёма полупроводника компенсируют друг друга (рис.1.1в,г).

В случае контакта металла с полупроводником *p*-типа проводимости можно сделать аналогичные рассуждения, что проиллюстрировано на рис.1.1д,е,ж,з. В случае обеднения (уровень Ферми в металле выше, чем в полупроводнике) электроны из металла заполняют свободные состояния в валентной зоне, при этом полупроводник заряжается отрицательно. Для выполнения условий обогащения уровень Ферми в металле должен лежать ниже, чем в полупроводнике. В результате этого связанные электроны из валентной зоны уходят в металл, и приповерхностная область

полупроводника обогащается дырками. В случае контакта с полупроводником p -типа выполняются те же, что и в первом случае, соотношения (1.1-1.6).

1.2. Вольтамперная характеристика идеального контакта

Рассмотрим контакт металла и полупроводника n -типа проводимости, образующий обеднённый слой. Зонная диаграмма такого контакта изображена на рис.1.1а,б. Напомним, что в условиях равновесия электроны для перехода в металл из полупроводника должны преодолеть потенциальный барьер. При не слишком низких температурах наиболее вероятным механизмом протекания тока является термоэлектронная эмиссия. *Термоэлектронной эмиссией* называется процесс преодоления электронами потенциального барьера за счёт тепловой энергии [1,5,16]. Вследствие распределения электронов по скоростям (по энергии) даже при средней температуре некоторые носители приобретают энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера. В условиях равновесия термоэмиссионный ток электронов из полупроводника в металл компенсируется обратным током из металла в полупроводник, а также током неосновных носителей. При приложении к металлу отрицательного потенциала (по отношению к полупроводнику) к контакту подводится внешнее поле, совпадающее по направлению с полем ОПЗ. Под действием этого поля электроны вытесняются ещё глубже в объём полупроводника, тогда толщина обеднённой области увеличивается, повышается потенциальный барьер. При этом затрудняется ток электронов через границу раздела. В названной полярности напряжения возможен ток неосновных носителей (в данном случае дырок) из полупроводника в металл. В силу малой концентрации неосновных носителей (согласно известному соотношению $n_0 p_n = n_i^2 = const$) ток неосновных носителей сравнительно мал. До сравнительно высоких значений напряжения величина

этого тока практически не меняется (рис.1.2) [8,17]. Такую полярность напряжения называют *обратным смещением* диода.

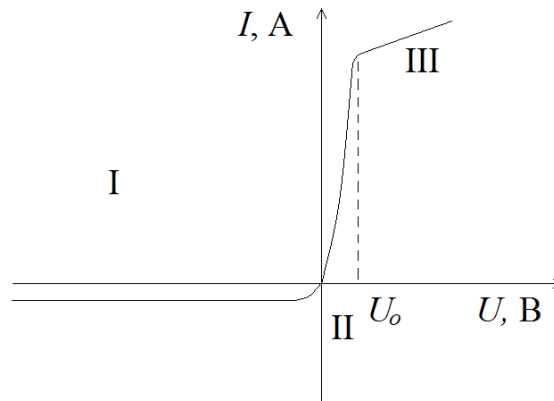


Рисунок 1.2. – Схематическое изображение вольтамперной характеристики идеального диода Шоттки. Область I соответствует обратному смещению, II – прямому смещению, III – линейному участку.

Рассмотрим случай положительной полярности напряжения на металле по отношению к полупроводнику. Такую полярность напряжения называют *прямым смещением*. В этом случае внешнее электрическое поле приводит к снижению потенциального барьера на величину $\Delta\varphi = eU$, где U – приложенное напряжение. В результате значительно повышается количество электронов, проникающих в металл из полупроводника за счёт термоэлектронной эмиссии (в силу снижения барьера). В теоретических моделях, описывающих термоэмиссионный механизм токопереноса, величина тока экспоненциально зависит от $\Delta\varphi$:

$$I \propto \exp\left(\frac{|e|U}{kT}\right), \quad (1.7)$$

Общая формула для протекания тока может быть записана как:

$$I = I_s \left(\exp\left(\frac{|e|U}{kT}\right) - 1 \right), \quad (1.8)$$

где I_s – так называемый ток насыщения, k – постоянная Больцмана, T – температура. В отсутствие напряжения ток равен нулю. В случае

отрицательной полярности напряжения ток диода уже при $U = -0,3$ В выходит на насыщение и принимает значение, близкое к I_s . Физический смысл тока насыщения – это ток неосновных носителей при обратном смещении перехода. При положительной полярности напряжения уже при $U = 3kt/2e$ (при 300 К 0,3 В) значение экспоненты в (1.8) значительно превышает 1 и формула преобразуется в [17]:

$$I = I_s \exp\left(\frac{|e|U}{kT}\right), \quad (1.8')$$

Экспоненциальное увеличение тока происходит до напряжений, при которых энергия внешнего поля становится близкой по величине к высоте барьера Шоттки. При таком напряжении энергетические зоны в полупроводнике становятся прямыми (спрямляются). Напряжение, при котором происходит спрямление, называют напряжением плоских зон. При спрямлении зон потенциальные барьеры для носителей исчезают, а механизм термоэлектронной эмиссии перестаёт играть существенную роль в протекании тока. Основной вклад начинают вносить диффузия и дрейф электронов во внешнем поле, т.е. сопротивление слоёв полупроводника. Зависимость тока от напряжения при этом становится линейной (рис.1.2). Напряжение, совпадающее с высотой потенциального барьера, приблизительно соответствует точке перегиба вольтамперной характеристики (ВАХ), показанной на рис.1.2. Определение точки перегиба – это один из способов оценки высоты потенциального барьера в диодах Шоттки [8].

Рассмотрим случай контакта, образующего обогащённый слой в полупроводнике (рис.1в,г). В силу отсутствия потенциального барьера для носителей в объёме полупроводника и в металле приложение напряжения положительной полярности к контакту Шоттки приводит к току электронов из полупроводника в металл, при приложении напряжения отрицательной полярности – к току электронов из металла в полупроводник. Абсолютная

величина тока определяется, в основном, электросопротивлением полупроводника и слабо зависит от полярности приложенного напряжения. Контакт, для которого величина электрического тока слабо зависит (в идеале не зависит) от полярности приложенного напряжения, называется *омическим*. Диод Шоттки с обеднённым слоем, величина тока в котором зависит от полярности приложенного напряжения (рис.3), называется *выпрямляющим* или « контактом Шоттки».

Рассмотрение контакта металла и полупроводника *p*-типа аналогично случаю *n* – полупроводника с учётом обратной полярности прикладываемого напряжения. Формулы (1.8) и (1.8') справедливы и для контактов металлов с полупроводниками, легированными акцепторной примесью.

Рассмотрим подробнее выражение для тока насыщения. В силу низкого электросопротивления металла величина тока определяется сопротивлением полупроводника. Вводится два фактора, оказывающих ключевое влияние на электросопротивление полупроводника: 1) сопротивление области пространственного заряда, 2) термоэлектронная эмиссия носителей через барьер. В первом случае считается, что выражение для тока насыщения определяется диффузией и дрейфом носителей в ОПЗ. На основе указанных предположений рассматривается *диффузионная* теория протекания тока. При рассмотрении указанной теории записывается выражение для диффузии и дрейфа носителей, откуда выводится формула для I_S :

$$I_S = \frac{e^2 N_C N_D \mu}{\varepsilon} d_{ОПЗ} \exp\left(-\frac{|e|\varphi_0}{kT}\right), \quad (1.9)$$

где N_C – эффективное число состояний в зоне проводимости, N_D – концентрация донорной примеси, μ – подвижность электронов. Подробное описание диффузионной теории можно найти в [8]. Здесь дана общая формула и приведён краткий анализ. Во-первых, отметим, что величина тока насыщения определяется высотой потенциального барьера. Во-вторых, значение I_S пропорционально толщине ОПЗ. В соответствии с (1.6')

$$I_s \propto (\varphi_{\delta} - U)^{1/2}, \quad (1.10)$$

т.е. с ростом абсолютного значения обратного напряжения имеет место увеличение по абсолютному значению обратного тока.

Отметим следующее: чаще всего считается, что протекание тока ограничивает эмиссия электронов через барьер [8, 17-19]. Это наиболее справедливо в случае широкозонного полупроводника и высокого потенциального барьера. Здесь применима диодная теория протекания тока, в рамках которой считается, что носители проходят ОПЗ практически без рассеяния. В этом случае приводится формула для тока насыщения:

$$I_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{|e|\varphi_{\delta}}{kT}\right), \quad (1.11)$$

где A^* - постоянная Ричардсона, определяемая по формуле:

$$A^* = 4\pi m^* e k^2 / h^3, \quad (1.12)$$

где h – постоянная Планка, m^* - эффективная масса. Постоянная Ричардсона для термоэмиссии (масса свободного электрона (m_0) заменена на эффективную массу) определяется как:

$$A^* = 1,2 \cdot 10^6 (m^*/m_0), \quad (1.12').$$

Для диодной теории ток насыщения не зависит от величины обратного напряжения, но имеет характерную температурную зависимость.

В общем виде выражение для ВАХ может быть записано как:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{|e|\varphi_{\delta}}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{|e|U}{kT}\right) - 1 \right), \quad (1.13)$$

где величина тока I_0 зависит от механизма протекания тока. В [8] вводится общая теория токопереноса с учётом диодной и диффузионной теорий, в рамках которой вводится общее выражение для I_0 (формула (1.13) сохраняется). В дальнейшем рассмотрении будем считать справедливость

диодной теории, что применимо для большинства формируемых в рамках практической части пособия диодов.

Отметим, что при анализе ВАХ диодов металл/*n*-полупроводник не рассматриваются токи неосновных носителей (дырок). Инжекция неосновных носителей в полупроводник осуществляется за счёт термического заброса связанных электронов из валентной зоны на свободные состояния в металле (при этом в полупроводнике остаются дырки). Однако в силу большого значения высоты барьера для связанных электронов, вклад указанного процесса в общий ток пренебрежимо мал ($<0,1\%$ [8]). С ростом абсолютной величины напряжения (в любой полярности) снижения этого барьера не происходит, поэтому в большинстве случаев током дырок в диодах Шоттки пренебрегают [1,8,17-19]. Использование только одного типа носителей (униполярная проводимость) обуславливает ряд применений диодов Шоттки в СВЧ электронике. Вклад неосновных носителей в общий ток диода Шоттки может быть увеличен за счёт использования туннельно-тонкого промежуточного слоя диэлектрика [8,20-22], как будет рассмотрено ниже.

Отдельно отметим случай сильного легирования полупроводника. Для уровня легирования $N_D > 10^{19} \text{ см}^{-3}$ толщина ОПЗ не превышает единиц нанометров. При приложении обратного смещения к такому контакту происходит туннелирование электронов через тонкий слой ОПЗ, что обуславливает сравнительно большой ток, приблизительно равный току в прямом смещении. Как было сказано выше, равенство токов в прямом и обратном смещении характеризует омический контакт. Приём, связанный с сильным легированием полупроводника для формирования омических металлических контактов, часто используется в технологии микроэлектроники [2,23].

1.3. Вольтфарадная характеристика идеального контакта

Из всех возможных видов контакта наибольший интерес с точки зрения практического использования представляют выпрямляющие контакты металл/полупроводник. В дальнейшем будут рассматриваться именно эти контакты. Вольтфарадная характеристика (ВФХ) диода – это зависимость ёмкости от приложенного напряжения [1,8]. Природа ёмкости диода Шоттки, аналогично p - n переходу, связана с потенциальным барьером. По этой причине саму такую ёмкость называют барьерной. Сам барьер Шоттки можно представить в виде последовательно расположенных слоёв металла, обеднённого слоя и полупроводника n -типа (для определённости). В обеднённом слое отсутствуют носители заряда, а его сопротивление сравнительно велико. По свойствам обеднённый слой полупроводника близок к диэлектрику. Поэтому при рассмотрении вольтфарадных (C-V) характеристик диод Шоттки принимается за плоский конденсатор, обкладки которого образуют металлический контакт и электронейтральный объём полупроводника, а диэлектрик – обеднённый слой. Ёмкость такого слоя по формуле для плоского конденсатора равна:

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d_{\text{ОПЗ}}}, \quad (1.14)$$

где S – площадь контакта, а $d_{\text{ОПЗ}}$ – это толщина обеднённого слоя, в отсутствие напряжения описываемая формулой (1.6).

При положительной полярности напряжения толщина обеднённой области уменьшается, при этом ёмкость диода увеличивается. При напряжении, близком к высоте потенциального барьера, происходит резкое увеличение тока, а обеднённая область практически исчезает. Это

сопровождается резким уменьшением ёмкости диода до значения $\frac{\varepsilon_D \varepsilon_0 S}{L_D}$

(L_D – Дебаевская длина), поскольку в отсутствие потенциального барьера не происходит накопления зарядов. При обратном смещении диода Шоттки,

ширина ОПЗ увеличивается, в результате чего ёмкость уменьшается. Уменьшение ёмкости происходит вплоть до достижения напряжения пробоя диода, однако в рамках данного пособия явление пробоя диода Шоттки не рассматривается. Измерения C-V характеристик позволяют определить ряд важных параметров полупроводника. Подробнее об измерениях свойств диода Шоттки будет рассказано ниже.

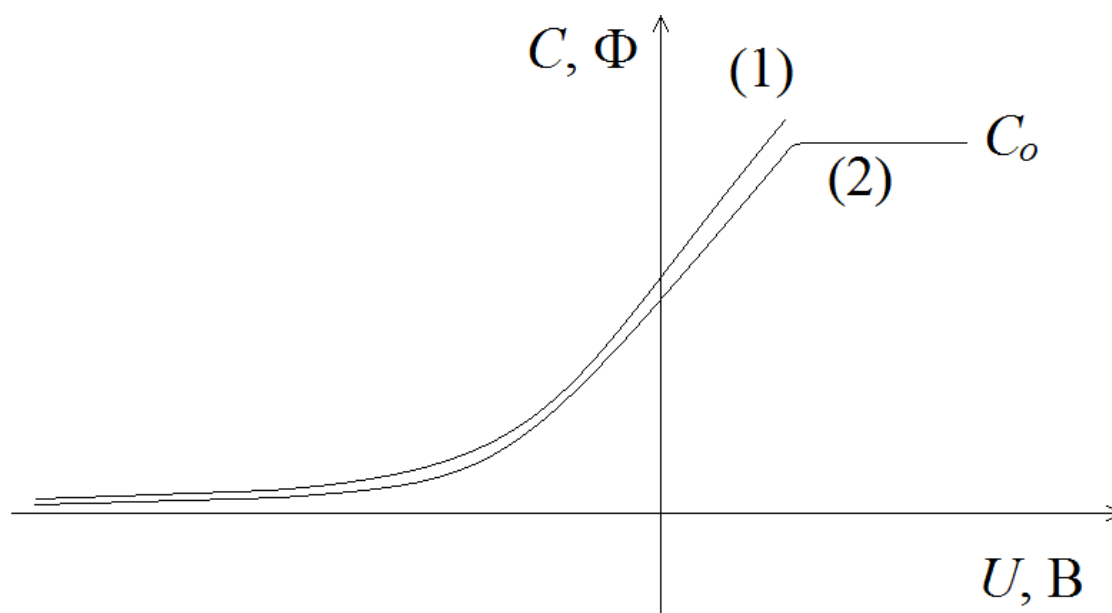


Рисунок 1.3. – Вольтфарадная характеристика идеального диода Шоттки (1) и диода металл/тонкий окисел/полупроводник (2). C_0 соответствует ёмкости окисла.

1.4. Влияние неидеальности контакта на свойства барьеров Шоттки

Все теоретические модели, рассмотренные выше, были приведены для идеальных контактов металл/полупроводник. Для контактов такого типа высота потенциального барьера определяется только разностью работ выхода полупроводника и металла. Однако уже в работах 60 - 70-х годов, посвящённых изготовлению и исследованию диодов Шоттки, было установлено, что для большинства металлических контактов высота потенциального барьера практически не зависит от вида металла и всегда лежит в области 0,7 – 0,8 эВ (подробная библиография работ по этому вопросу приведена в [1, 8]). Полученные экспериментальные результаты

были объяснены тем, что в теории Шоттки не учитываются свойства реальных контактов, некоторые из которых вносят значительный вклад в механизмы токопереноса. Ниже приведены ключевые свойства реальных контактов металл/полупроводник.

1.4.1. Роль поверхностных электронных состояний контакта

Как известно, состояния атомов на поверхности отличаются от состояний атомов в объёме [24]. Например, атомы Si в объёме имеют 4 ковалентные связи с соседними атомами. Для атомов, находящихся на поверхности, отсутствует один из атомов ближайшего окружения, один из электронов не связывается. Несвязанный электрон называют *оборванной связью*. Оборванные связи образуют энергетические состояния на поверхности полупроводника, положение которых близко к середине запрещённой зоны [1,8,10,15]. Такие состояния называются поверхностными электронными состояниями контакта (ПЭСК), их плотность для Si $10^9 - 10^{11}$ см⁻² (в наилучшем случае), для GaAs – 10^{12} см⁻². В силу высокой плотности поверхностные состояния захватывают свободные носители на энергетические уровни в центре запрещённой зоны (как электроны, так и дырки) – рис.1.4. В результате этого на поверхности образуется заряд, который ещё до нанесения металла формирует изгиб зон и потенциальный барьер. Этот барьер называется *поверхностным потенциальным барьером* [1,8]. При нанесении металла равновесие устанавливается уже не между состояниями в металле и полупроводнике, а в системе металл/ПЭСК/полупроводник, причём поверхностные состояния представляют собой значительный резервуар, захватывающий носители, которые в идеальном случае скапливались бы в приповерхностном слое металла. В случае высокой плотности поверхностных состояний (что выполняется почти всегда) равновесие в системе контролируется только этими состояниями. В результате уровень Ферми в системе металл/полупроводник управляется ПЭСК, и вводится понятие *закрепление*

уровня Ферми [8,17-23]. Это означает, что положение уровня Ферми в равновесии фиксируется вблизи середины запрещённой зоны и практически не изменяется при варьировании вида наносимого металла. Поскольку уровень Ферми определяет высоту потенциального барьера [1,8], то и значение ϕ_b остаётся практически постоянным для всех видов наносимого на полупроводник металла (от вида полупроводника ϕ_b , разумеется, зависит, так как полупроводники отличаются шириной запрещённой зоны).

В реальных контактах поверхностные состояния могут иметь самую разную природу: оборванные связи, поверхностные дефекты, дефекты, вносимые металлом [1]. Последнее будет подробнее рассмотрено ниже.

1.4.2. Влияние промежуточного диэлектрического слоя на свойства диода Шоттки

Другим отличием реальной границы металл/полупроводник от идеальной является наличие промежуточного слоя диэлектрика, связанного с окислением поверхности полупроводника перед нанесением металла. Окисление происходит при взаимодействии полупроводника с атмосферой практически сразу после выгрузки полупроводниковых пластин из вакуумных технологических установок. Осаждение металла на поверхность, не покрытую окислом, проводится без вынесения пластин на воздух: при перемещении между технологическими установками через шлюзовые камеры, при осаждении на сколотую в вакууме поверхность [18]. Часть окислов удаляется в вакуумных установках при нагреве пластин [25]. В целом, удаление диэлектриков – технологически сложная задача, поэтому в большинстве случаев окисный слой всегда присутствует на поверхности полупроводника. В ряде случаев производится целенаправленное осаждение диэлектриков на поверхность полупроводников для снижения плотности поверхностных состояний [2]. Зонная диаграмма контакта со слоем диэлектрика приведена на рис.1.4.

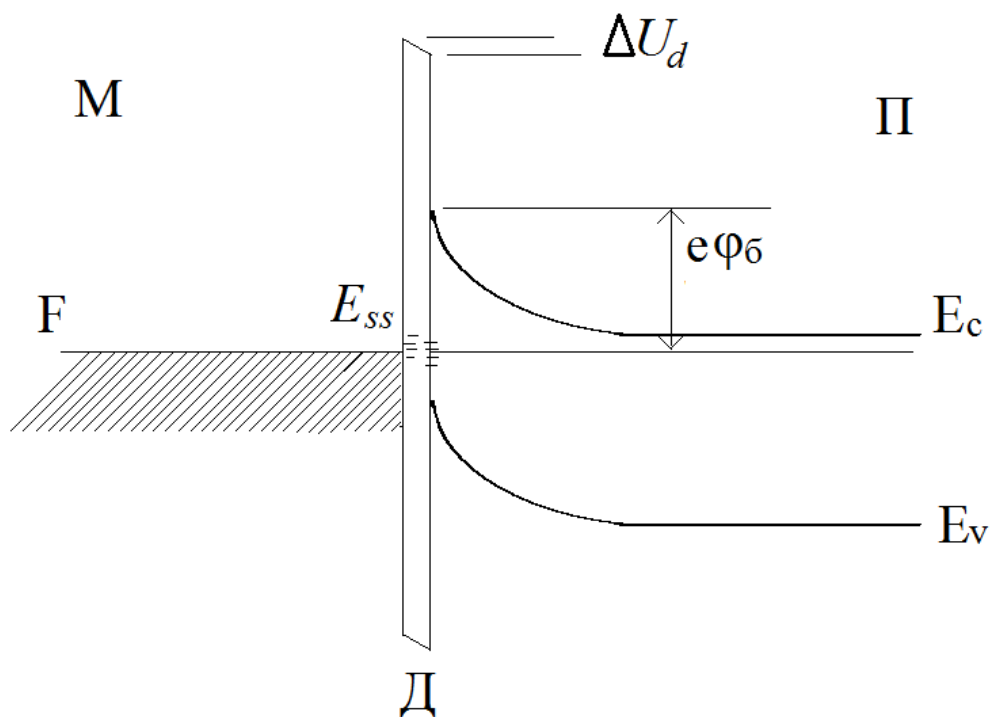


Рисунок 1.4. – Схематическое изображение зонной диаграммы реального контакта металл (М)/полупроводник (П) с туннельно-тонким слоем диэлектрика (Д). Буквами обозначены: E_{ss} – энергия ПЭСК, ΔU_d – падение напряжения на диэлектрике.

Наличие диэлектрического слоя, согласно [8], приводит к следующим эффектам:

- а) Часть поверхностного потенциала падает на диэлектрике, поэтому высота барьера Шоттки несколько снижается по сравнению с идеальным случаем (под высотой барьера понимается ϕ_b – разница между энергией Ферми в полупроводнике и наибольшей энергией зоны проводимости – Рис.1.4).
- б) Электроны должны туннелировать через барьер, образованный диэлектрическим слоем, что приводит к уменьшению тока при данном смещении (эквивалентно уменьшению постоянной Ричардсона).
- в) При приложении напряжения смещения часть его падает на диэлектрическом слое, поэтому высота барьера зависит от напряжения смещения. Это приводит к изменению формы ВАХ, что может быть описано введением коэффициента неидеальности [8].

г) Падение напряжения на диэлектрике также приводит к смещению уровня Ферми в металле в сторону валентной зоны полупроводника. В результате этого происходит снижение потенциального барьера для дырок, что сопровождается увеличением дырочного тока – тока неосновных носителей [8]. Таким образом, в диодах Шоттки со сравнительно толстым диэлектрическим слоем возможно наблюдение электролюминесценции, как показано в [19-22].

1.4.3. Влияние металлического слоя на свойства границы раздела

В рассмотренных выше теоретических моделях считалось, что металл не вносит изменений в структуру и состав приповерхностных слоёв полупроводника. В диодах в зависимости от методов нанесения металла осаждаемая плёнка может вносить дополнительные дефекты в приповерхностную область полупроводника [26]. Так, известно [27], что вследствие рассогласования решеток металла и GaAs в приповерхностной области последнего возникают упругие напряжения, которые частично снимаются за счёт образования тонкой аморфной прослойки в приповерхностной области полупроводника. Остаточные упругие напряжения вызывают формирование напряженного слоя, который располагается под аморфным слоем полупроводника. Согласно [27, 28], при осаждении металла на поверхности полупроводника возможно протекание следующих процессов:

- твердофазная реакция с участием контактирующих материалов;
- взаимная диффузия атомов металла и полупроводника.

Первый процесс приводит к формированию промежуточной переходной области между металлом и полупроводником, которая может обладать диэлектрическими свойствами [28]. В результате второго процесса (взаимной диффузии) переходная область расширяется за счёт части полупроводника, в которую диффундируют атомы металла (так называемая область взаимной диффузии). Диффузия атомов металла в GaAs может быть ускорена за счёт

аморфной прослойки [29]. Изгиб зон в области взаимной диффузии может не описываться параболическим законом (как в идеальном диоде Шоттки [8]), если продиффундировавшие в полупроводник атомы металла формируют заряженные центры. Переходные области определяют формирование барьера Шоттки, их протяжённость может варьироваться от единиц до десятков нанометров в зависимости от контактирующих материалов. Конкретные размеры переходной области и области взаимной диффузии зависят от вида полупроводника и от химической активности наносимого металла.

Наиболее интересными для рассмотрения (в рамках пособия) являются границы раздела Au/GaAs и Ni(Co)/GaAs. Ранее было показано [26], что как Au, так и Ni (Co) могут формировать комплексы и интерметаллические соединения с полупроводником. В работе [30] для диодов Au/GaAs было показано, что взаимодействие Au с Ga и As зависит от метода нанесения металлической плёнки, в определённых условиях возможно образование интерметаллических соединений указанных элементов даже при комнатной температуре. В случае границы раздела Ni(Co)/GaAs большинство авторов приходят к выводу о наличии твердофазного взаимодействия между переходным металлом и GaAs [31 – 34]. В работе [31] методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии была обнаружена низкотемпературная реакция плёнок Ni с GaAs. Аналогичный результат был получен в работе [32] для Co плёнок. В работе [33] было показано наличие комплексов и интерметаллических соединений Ni с Ga и As, образовавшихся при комнатной температуре.

Модель границы раздела металл/полупроводник, показанная на рис.1.5, была рассмотрена в работе [35].

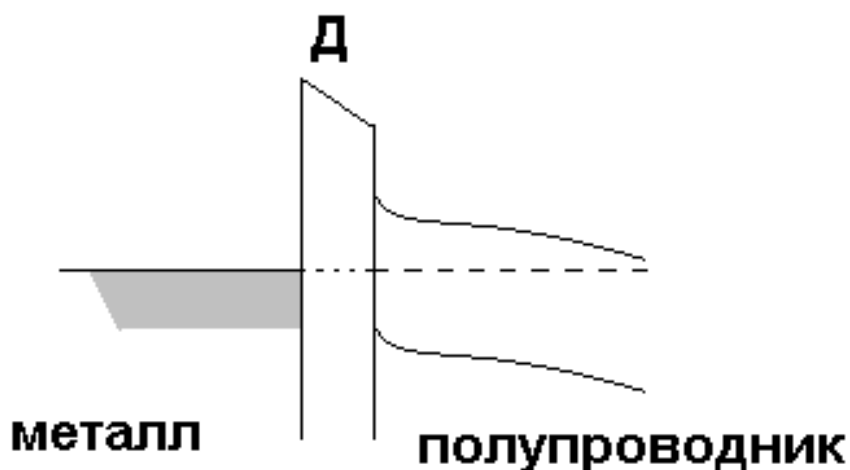


Рисунок.1.5. - Модель границы раздела металл/полупроводник, рассмотренная в [35]. Вблизи контакта создаётся область диффузионного перемешивания, которая обладает диэлектрическими свойствами (Д). В области, в которую диффундируют атомы металла, создаётся встроенный заряд, и изгиб зон заметно отличается от идеального случая.

1.4.4. Вольтамперная и вольтфарадная характеристики реального контакта

В зависимости от состояния границы раздела между металлом и полупроводником вид ВАХ может существенно отличаться от случая идеального контакта. С учётом дефектов, всегда присутствующих на реальной границе раздела металл/полупроводник, общая модель протекания тока в диодах Шоттки, рассмотренная в работе [1], представлена на рис.1.6. Для качественного анализа прохождения токов через уровни на границе раздела достаточно рассмотреть только один поверхностный уровень. Под токами здесь понимается разностный ток, отнесенный к единице поверхности и обусловленный переходами заряда в противоположных направлениях.

Токи i_1 и i_2 соответствует переходам над барьером ОПЗ полупроводника с последующим туннелированием через область диэлектрического зазора (d на рис.1.6). Ток i_3 обусловлен туннелированием носителей заряда через ОПЗ полупроводника. Токи i_4 , i'_4 и i''_4 обусловлены

прохождением носителей заряда зоны проводимости и валентной зоны через поверхностный энергетический уровень. Ток i_6 обусловлен туннельными переходами между валентной зоной полупроводника и металлом. В этом случае в переносе тока участвуют неосновные носители.

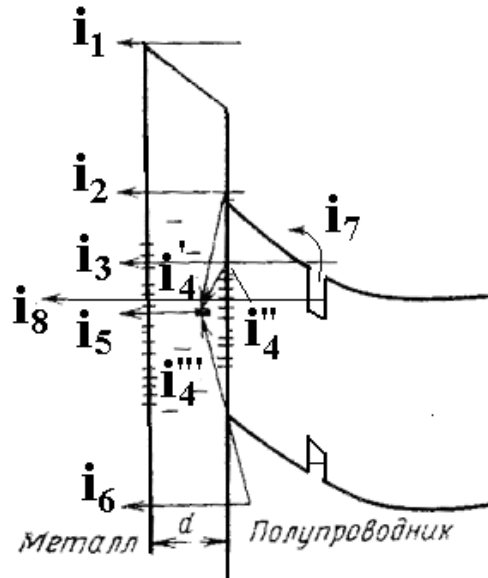


Рисунок 1.6. - Модель контакта металл/полупроводник n -типа с барьером Шоттки и квантово-размерным слоем.

Ток i_5 связан с электронными переходами с поверхностного уровня в металл. Наличие в структуре квантово-размерных слоёв (КРС) – квантовой ямы или квантовых точек [25,26] – добавляет к рассмотренным механизмам также ток i_7 , связанный с термоэмиссией носителей из КРС и ток i_8 , обусловленный туннелированием носителей из КРС в металл или на поверхностные уровни (i'_8). Следует отметить, что в указанной модели учитывается возможность инжекции неосновных носителей за счёт тока i_6 , который обуславливает электролюминесценцию диодов Шоттки. В случае контакта металла с полупроводником p -типа и в случае произвольной системы поверхностных энергетических состояний анализ токов будет аналогичным.

Разумеется, величина токов зависит от плотности дефектов, толщины и материала диэлектрика. Практически важным является рассмотрение диодов

Шоттки со сравнительно небольшой плотностью дефектов и поверхностных состояний. Такие диоды называют близкими к идеальным. Технологии формирования ДШ постоянно совершенствуются именно для создания близких к идеальным диодов.

Вольтамперная характеристика в этом случае описывается формулой:

$$I = I_S \left(\exp\left(\frac{|e|U}{nkT}\right) - 1 \right), \quad (1.15)$$

или

$$I = I_S \exp\left(\frac{|e|U}{nkT}\right), \quad (1.15')$$

при $U > 0,3$ В. Здесь n – так называемый коэффициент неидеальности, I_S – ток насыщения, определяемый по формуле [36]:

$$I_S = A^* T^2 \left(\exp\left(-\frac{|e|\phi_b}{nkT}\right) \right). \quad (1.16)$$

По другим данным, I_S определяется формулой (1.11). Коэффициент неидеальности учитывает отклонения от идеальной модели диодов Шоттки. Формула (1.15) практически применима для описания ВАХ диодов Шоттки в том случае, если $1 \leq n \leq 2$. Описание ВАХ формулой (1.15) при $n > 2$ возможно, однако для более точного анализа необходимо применение других моделей.

Для анализа ВФХ реального контакта необходимо учесть ёмкость окисного слоя, которая складывается с барьерной ёмкостью диода по закону сложения последовательно соединённых конденсаторов:

$$C = \frac{C_{nn} C_D}{C_{nn} + C_D} = \varepsilon_0 S \left(\frac{\varepsilon \varepsilon_D}{d_{OP3} \varepsilon_D + d_{ox} \varepsilon} \right), \quad (1.17)$$

где d_{ox} – толщина слоя окисла, ε_D – диэлектрическая проницаемость окисла, C_{nn} – ёмкость полупроводника, C_D – ёмкость диэлектрика.

Поскольку толщина диэлектрика не зависит от напряжения, вид зависимости $C(U)$ аналогично идеальному случаю определяется зависимостью d_{OPZ} от напряжения, определяемой соотношением (1.6'). Качественно (рис.1.3 кривая 2) вольтфарадная характеристика подобна характеристике идеального контакта за исключением области прямого смещения. При напряжении плоских зон, то есть когда толщина ОПЗ становится равной нулю, значение ёмкости не падает, а выходит на постоянное значение, соответствующее ёмкости диэлектрического слоя $\frac{\epsilon_D \epsilon_0 S}{d_{ox}}$. На указанном эффекте основан один из способов определения толщины диэлектрика.

1.5. Измерение параметров диодов Шоттки по ВАХ и ВФХ

При изучении работы диодов Шоттки наиболее важными параметрами являются высота потенциального барьера (ϕ_b) и коэффициент неидеальности (n). Первое определяет возможную величину обратных токов, а также свидетельствует о свойствах контакта (в случае высокой плотности поверхностных состояний на поверхности GaAs значение $\phi_b \approx 0,75-0,85$ не зависимо от вида металла). Коэффициент неидеальности определяет степень отклонения ВАХ диода Шоттки от идеальной модели. Например, качественные диоды характеризуются коэффициентом $n = 1,03$. Для измерения названных двух ключевых параметров используются методы ВАХ и ВФХ [8, 26]. Отметим, что существуют также оптические методы измерения высоты потенциального барьера. Большое количество возможных подходов описано в [1,8].

1.5.1. Измерение высоты барьера Шоттки и коэффициента неидеальности при анализе вольтамперных характеристик

Как было показано выше, оценка высоты барьера возможна путём измерения прямого напряжения, при котором ВАХ выходит на линейный участок (см. гл.1.2). При комнатной температуре такая оценка является

достаточно грубой, т.к. линейная зависимость $I(U)$ может наблюдаться и до напряжения плоских зон за счёт большой концентрации носителей с энергией, превышающей $e(\phi_b - U)$.

Более достоверным способом является оценка путём аппроксимации формулой (1.15'). Для этого анализируется часть экспериментальной ВАХ при напряжениях $0,3 \text{ В} \leq U \leq \phi_b$. На этом участке рассчитывается зависимость:

$$\ln\left(\frac{I}{I_s}\right) = \frac{|e|U}{nkT}, \quad (1.18)$$

являющаяся линейной функцией напряжения. Оценка наклона этой

зависимости даёт величину $b = \frac{|e|}{nkT}$, тогда коэффициент неидеальности:

$$n = \frac{|e|}{bkT}. \quad (1.19)$$

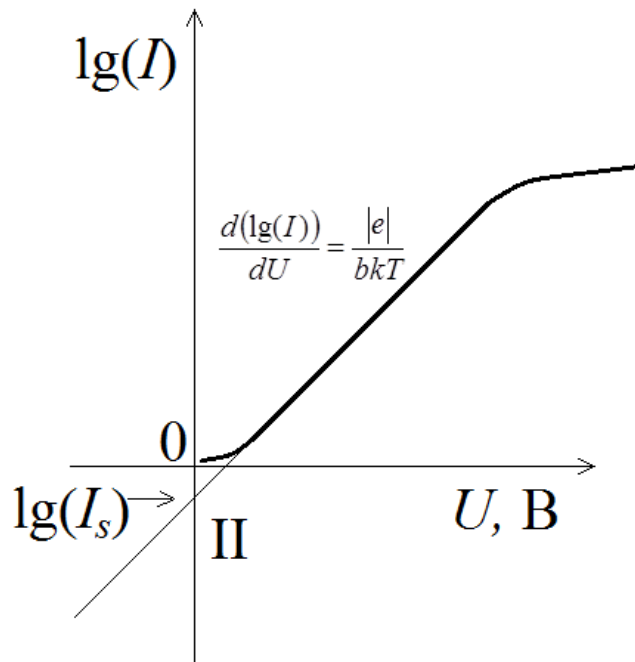


Рисунок 1.7. – К расчёту параметров диода Шоттки по ВАХ.

Экстраполяция зависимости (1.18) в точку $U = 0$ даст значение тока $I = I_s$. Из значения тока насыщения с учётом (1.16) и (1.18) вычисляется высота потенциального барьера:

$$\varphi_b = \ln\left(\frac{A^*T^2}{I_s}\right) \frac{nkT}{|e|}, \quad (1.20)$$

Отметим, что описанный способ справедлив для случая $1 \leq n \leq 2$, при больших значениях n возможна ошибка в вычислении коэффициента неидеальности.

1.5.2. Измерение высоты барьера Шоттки и концентрации носителей в полупроводнике при анализе вольтфарадных характеристик

Анализ экспериментальных зависимостей $C(U)$ позволяет рассчитать высоту потенциального барьера независимым способом. Используя формулы (1.6') и (1.14) запишем:

$$C = \frac{\sqrt{eN_D \epsilon \epsilon_0 S}}{\sqrt{2(\varphi_b - U)}}. \quad (1.21)$$

Из экспериментально найденных значений ёмкости вычисляется:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(\varphi_b - U)}{eN_D \epsilon \epsilon_0 S}. \quad (1.22)$$

Экстраполяция зависимости (1.22) в точку $U = 0$ даст величину

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2\varphi_b}{eN_D \epsilon \epsilon_0 S}, \text{ тогда высота потенциального барьера:}$$

$$\varphi_b = \frac{eN_D \epsilon \epsilon_0 S}{2C^2}. \quad (1.23)$$

Сказанное справедливо в случае равномерного легирования приконтатного

слоя полупроводника, тогда зависимость $\frac{1}{C^2}(U)$ может быть описана линейной функцией. Как правило, значение высоты барьера, вычисленное названным методом, несколько завышено. Это связано с тем, что в формуле (1.23) не учитывается влияние диэлектрического слоя. Учёт диэлектрика значительно усложняет анализ.

Наклон зависимости $\frac{1}{C^2} = f(U)$ в соответствии с (1.22) позволяет рассчитать концентрацию примеси в обеднённом слое (N_D), если значение N_D неизвестно, анализ наклона и расчёт концентрации проводятся перед вычислением высоты потенциального барьера.

1.6. Применение диодов Шоттки

В заключение главы 1 рассмотрим известные применения диодов с контактом металл/полупроводник:

1) Диоды Шоттки находят широкое применение в *микроэлектронике* [2]. В цифровой микроэлектронике диод Шоттки вводится в схемы транзистор-транзисторной логики для повышения быстродействия [2,23]. Назначение диода Шоттки в таких схемах – экстракция носителей из области *p-n* перехода биполярного транзистора при его переключении. Экстракция носителей повышает скорость переключения транзистора. Преимуществом такой схемы является простота, поскольку для формирования диода Шоттки лишь незначительно изменяется топология микросхемы, а число технологических операций остаётся неизменным (т.е. стоимость не увеличивается) [2,23]. Другим применением диодов Шоттки является использование в качестве управляющего электрода полевого транзистора. Наиболее часто такие диоды применяются в микросхемах на основе GaAs, поскольку высокая плотность поверхностных состояний на поверхности GaAs затрудняет создание транзисторов металл/диэлектрик/полупроводник. На рис.1.8 показан гетероструктурный полевой транзистор с высокой подвижностью электронов (HEMT), управляемый диодом Шоттки Au/GaAs [2,23]. На границе раздела AlGaAs/GaAs имеется область, в которой находится избыточная концентрация электронов. Потенциальный барьер, обусловленный легированием, препятствует уходу электронов вглубь структуры. Барьер, связанный с большей шириной запрещённой зоны, препятствует движению электронов к поверхности, таким образом

формируется канал электронной проводимости. Область 2D соответствует двумерному электронному газу, носители в ней движутся только в плоскости, перпендикулярной рисунку.

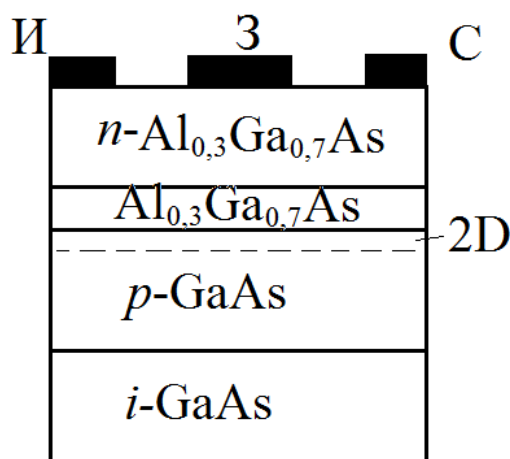


Рисунок 1.8. – Схема гетероструктурного полевого транзистора. Буквенные обозначения соответствуют: И – исток, С – сток, З – затвор (ДШ), 2D – двумерный газ [23].

Проводимость канала управляется с помощью барьера Шоттки. В равновесном состоянии область пространственного заряда барьера Шоттки включает в себя область канала проводимости. Таким образом, в части канала, приходящейся на ОПЗ, отсутствуют носители. Через канал не протекает ток, поскольку электрическое поле барьера выталкивает носители из канала; такое состояние называется закрытым каналом. Положительный потенциал на металле уменьшает толщину ОПЗ в соответствии с (1.6'), при этом обеднённая область не достигает канала. Такое состояние называют открытым каналом, т.к. электроны беспрепятственно перемещаются вдоль канала. Высокая подвижность электронов в канале повышает быстродействие такой схемы.

2) Высокое быстродействие диодов Шоттки лежит в основе их использования в **СВЧ электронике**. Приборы сверхвысоких частот (СВЧ) работают в диапазоне 0,3 – 300 ГГц. Типичными схемами СВЧ являются генераторы, усилители, преобразователи частоты, коммутирующие

устройства, фазовращатели. К таким схемам предъявляются особые требования, связанные с минимизацией времён задержки и нарастания импульсных сигналов. Применение биполярных транзисторов и диодов с *p-n* переходом в СВЧ электронике затруднительно, поскольку в работе таких структур используются и электронные и дырочные токи. Диод Шоттки, как было рассмотрено ранее, является униполярным прибором, дырочные токи в котором пренебрежимо малы [8] (разумеется, речь идёт о контакте металл/*n*-полупроводник).

Одним из факторов, определяющих скорость срабатывания схемы является время пролёта носителей через область полупроводника толщиной *l*. Это время определяется дрейфовой скоростью v_D (подвижностью μ) в электрическом поле *E*:

$$\tau = v_D l = E \mu l . \quad (1.24)$$

Для GaAs типичное значение подвижности электронов составляет 4000 см²/Вс, для дырок – 250 см²/Вс. Время срабатывания схемы определяется самым медленным процессом и для биполярного прибора таким процессом будет пролёт дырок. В униполярном приборе за счёт использования только электронов возможно достижение времени срабатывания в 16 раз выше, чем в биполярном. Использование схем на основе транзисторов с высокой подвижностью (как на рис.1.8) позволяет ещё больше увеличить подвижность и уменьшить время пролёта.

3) Использование диодов Шоттки как **светоизлучающих приборов**. Как было сказано выше, диод Шоттки является униполярным прибором, однако, существует технологический подход, позволяющий сделать униполярный прибор биполярным [8,25,26].

Известно, что для диодов Шоттки, близких к идеальным, вклад тока неосновных носителей в общий ток пренебрежимо мал. Барьер для неосновных носителей со стороны металла остается высоким (0,5 – 0,7 эВ) при сравнительно небольшом прямом смещении (меньше напряжения

плоских зон) [25]. При наличии на поверхности полупроводника туннельно-тонкого диэлектрического слоя ток неосновных носителей становится более значительным [8]. Рассмотрим случай, когда на поверхность Si n-типа нанесен туннельно-тонкий, но в тоже время достаточно толстый слой собственного окисла (>2 нм). При приложении к такой системе прямого смещения часть напряжения будет падать на окисле (рис.1.4 и рис.1.9).

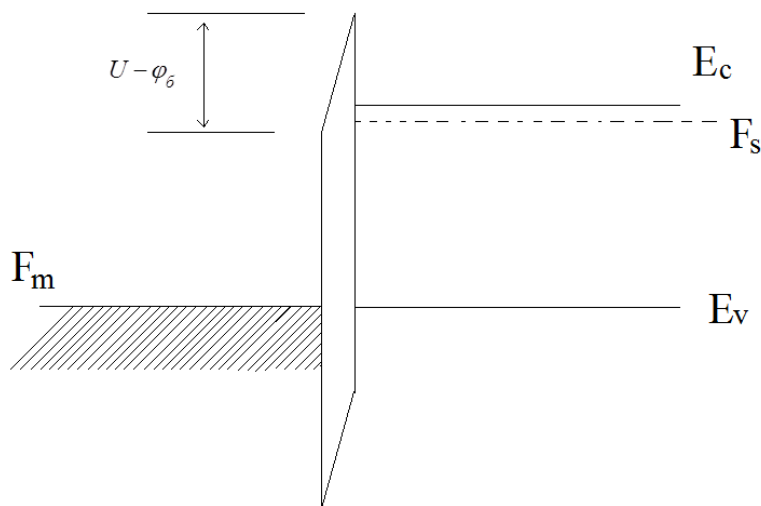


Рисунок 1.9. - Зонная диаграмма прямосмещённого барьера Шоттки в присутствии туннельно-тонкого окисла [21].

При этом энергетические зоны в нем искривляются, а поскольку уровень Ферми закрепляется на границе металл/диэлектрик, то его положение в металле смещается вместе с зонами диэлектрика (рис.1.9). Если напряжение, падающее на диэлектрике превышает величину барьера для дырок (0,5 – 0,7 эВ), то уровень Ферми в металле остается ниже потолка валентной зоны полупроводника. Для электронов в валентной зоне появляется возможность непосредственного туннелирования в металл, при этом в валентной зоне образуются дырки [20,21,25].

В [21] дана формула, описывающая зависимость дырочного тока от напряжения после спрямления зон, когда уровень Ферми в металле опускается ниже E_v :

$$J_p = \left(2\pi m_p^* e^3 / h^3\right) \exp\left(-\frac{1}{h}(m_p^* \chi_p)^{1/2} \delta\right) (U - U_p)^2, \quad (1.25)$$

где m_p^* – эффективная масса дырок, χ_p – величина барьера для дырок, связанного с диэлектриком, δ – толщина окисла, U_p – величина барьера для дырок, связанного с ОПЗ, U – приложенное напряжение.

Из этой формулы следует, что при одном и том же общем токе (который в основном определяется током электронов) изменение дырочного тока с увеличением толщины диэлектрика обусловлено двумя множителями. Во-первых, при увеличении толщины диэлектрика, уменьшается вероятность туннелирования через него, этим обусловлено уменьшение дырочного тока (множитель $\exp\left(-\frac{1}{h}(m_p^* \chi_p)^{1/2} \delta\right)$).

Во-вторых, чем толще диэлектрический слой, тем больше на нем падает напряжение ($\sim \exp\left(\frac{1}{h}(m_e \chi_e)^{1/2} \delta\right)$), и это служит причиной увеличения дырочного тока при одном и том же общем токе.

Подробно механизмы электролюминесценции диодов Шоттки рассмотрены в [5,8,20,21,25,37]. В [5] показано, что в этом случае интенсивность электролюминесценции может быть сопоставима с интенсивностью электролюминесценции диода с p - n переходом.

4) Применение диода Шоттки в качестве светоизлучающего прибора тесно связано с возможностями применения диодов в *спинтронике*. В настоящее время работа электронных приборов основана на принципах передачи, обработки и хранения информации. В «классической» микроэлектронике эти основные функции аппаратуры реализуются за счёт заряда электрона. Для управления зарядами формируются электрические схемы, работающих по законам теории цепей. Увеличение быстродействия и производительности любого электронного прибора достигается за счёт уменьшения размеров элементов электрических цепей. Это неизбежно приводит к увеличению

числа элементов в микросхеме, повышению энергопотребления и снижению надёжности. Кроме того, существует ограничение на минимальный размер элементов электрической цепи, связанное с атомными размерами. В настоящий момент размеры элементов микросхем находятся вблизи 12 нм [3,7,11]. В то же время известен ряд альтернатив «классической» микроэлектронике, в частности – спиновая электроника или спинтроника. **Спинтроника** – один из разделов функциональной микроэлектроники. Спинтроника занимается изучением физических явлений, связанных с наличием у электрона квантово-механической характеристики – спина. Каждый электрон в твёрдом теле имеет спин, который может принимать только 2 значения: $+1/2$ или $-1/2$ [37]. Эти значения могут соответствовать логическому «0» и «1» и, таким образом, переносить информацию в виде двоичного кода. Также спинтроника занимается построением приборов, которые выполняют основные функции электронной аппаратуры (передача, обработка и хранение информации) за счёт использования физических явлений, связанных со спином электрона. Одной из главных функций спиновой электроники является передача информации посредством спина. Эта функция может быть реализована с использованием контактов ферромагнитный металл/полупроводник [7]. При введении ферромагнитного металла во внешнее магнитное поле спин электронов в нём принимает определённое значение, зависящее от направления поля. Электрическая инжекция электронов формирует в полупроводнике высокую концентрацию электронов с определённым значением спина.

В ферромагнитном диоде Шоттки по сравнению с обычными приборами быстродействие повышается ещё в 2 раза (минимум) за счёт одновременного использования стандартного канала передачи, связанного с величиной тока электронов, и информации, заложенной в значении спина. Кроме того, в приборе такого типа может быть заложена потенциальная возможность шифрования информации [7].

2. Способы формирования диодов с контактом металл/полупроводник

Во второй части пособия рассматриваются основные методы осаждения металлических плёнок на поверхность полупроводниковых структур. В технологии полупроводниковых интегральных микросхем и оптоэлектронных приборов металлизация является важнейшим этапом [2,23]. Металлические контакты к различным областям полупроводниковых приборов могут применяться для электрической инжекции или экстракции носителей заряда, необходимых для функционирования элементов [1-3]. Существует большое количество схем, в которых металлические контакты выполняют также функциональную нагрузку: в полевых транзисторах металлы используются как управляющие электроды для формирования обеднённых и обогащённых носителями областей (каналов) и управления проводимостью каналов [3,9,16]. Известны применения металлических слоёв в тонкоплёночных интегральных схемах: в настоящий момент речь ведётся, в первую очередь, об элементах гигантского магнитосопротивления и приборах на их основе [11,38]. В современных кремниевых сверхбольших интегральных схемах система металлизации имеет многослойную, многоуровневую структуру, включающую контактный, диффузионный и барьерный слои, а также несколько уровней токоведущей разводки [2]. Методы осаждения, материалы и состав металлических плёнок должны обеспечивать требуемые свойства контактов (адгезию, требуемое значение удельного сопротивления контакта и пр.). Ниже рассмотрены основные методы формирования металлических слоёв на поверхности полупроводников, среди которых наиболее распространёнными являются вакуумные методы осаждения. Применение того или иного метода осаждения и материала контакта продиктовано требованиями к свойствам контакта [2,8,23].

Например, для омических контактов к полупроводниковым лазерным диодам предъявляются требования низкого последовательного

сопротивления контакта, которое не зависит от полярности приложенного напряжения. Кроме того, практически во всех случаях предъявляются требования высокой адгезии, близости значений коэффициентов термического расширения металла и полупроводника, стабильности свойств контакта при функционировании, хранении и транспортировке прибора. Для обеспечения указанных требований используются многослойные контакты на основе Au, Ge и Ni, каждый слой которого выполняет определённую функцию.

Основные методы осаждения металлов на поверхность полупроводниковых структур можно разделить на две большие группы:

- вакуумные методы с использованием распыления материалов;
- химические и электрохимические методы с использованием осаждения из растворов.

2.1. Химические и электрохимические методы осаждения металлов на поверхность полупроводниковых структур

В основе описываемых методов осаждения металлов лежит химическая либо электрохимическая реакция, сопровождающаяся осаждением металла на поверхность полупроводниковой пластины. Исторически данный вид осаждения является одним из самых ранних: технология осаждения тонких слоёв Au на поверхности металлов была известна ещё в начале 19-го века [39].

Для проведения процесса осаждения полупроводниковая пластина (n – типа для определённости) помещается в жидкий раствор, содержащий осаждаемое вещество. В рамках пособия рассмотрим идеализированную статическую картину строения границы полупроводник/электролит, когда полупроводник инертен, т.е. обменивается с электролитом только электронами [40]. В результате обмена носителями в полупроводнике и электролите формируются заряженные области, между нейтральными областями полупроводника и электролита появляется разность потенциалов (Гальвани-потенциал). При подаче напряжения на систему (положительный

потенциал подаётся на электролит) между полупроводником и электролитом появляется электрический ток и протекают электрохимические реакции, приводящие к катодному выделению металлов на полупроводниках. При обратной полярности напряжения возможен процесс анодного травления – растворения металла в электролите. Толщина осаждённого слоя определяется электрическим током и временем осаждения [39,40]. Основная цель любого электроосаждения металлов и их сплавов в виде покрытий или для электрических контактов – получение тонкозернистого, ровного (блестящего), беспористого, хорошо сцепленного с основой осадка, обладающего нужными физико-механическими, коррозионными, электрическими свойствами. Закономерности катодного выделения металлов были предметом многочисленных исследований и изложены в целом ряде монографий, обзорных статей, учебников.

В общем случае процесс электроосаждения металлов можно представить в виде следующих стадий [40]: $(M^{z+} \cdot sol)_{el} \rightarrow (M^{z+} \cdot sol)_s \rightarrow (M^{z+})_{ad} \rightarrow M_{ad} \rightarrow M$.

Стадия 1 – подвод из объема электролита (индекс el) к поверхности катода (индекс s) за счет диффузии, конвекции или миграции: 1) свободных мало сольватированных (в водном растворе – гидратированных) ионов металла $M^{z+} \cdot sol$; 2) ионов, частично или полностью связанных с анионом X^- : $MX_n^{(z-n)+}$; 3) ионов, координированных с лигандом L^- в комплекс $ML^{(z-m)+} \cdot sol$.

Стадия 2 – частичная или полная десольватация, т. е. высвобождение ионов металла M^{z+} за счет диссоциации, ионизации сложных частиц (в комплексах часто неполное), адсорбция и на поверхности катода (индекс ad). Стадия 2 состоит из ряда элементарных актов. В зависимости от условий электролиза десольватация, ионизация и адсорбция сложного иона металла могут происходить последовательно или параллельно. Эти химические реакции, не связанные с процессами окисления-восстановления, могут тормозить катодный процесс, если скорость высвобождения ионов будет сопоставима со скоростью их разряда на катоде.

Стадия 3 – электрохимическая стадия разряда ионов металла на катоде:

$(M^{z+})ad + ne^- \rightarrow (M^0)ad$. При $z > 1$ разряд обычно идет ступенчато. В отсутствие диффузионных ограничений и побочных реакций скорость восстановления ионов металла зависит от их концентрации в растворе C_{Mz+} и перенапряжения стадии разряда η , обусловленного переносом зарядов через границу электрод – электролит.

Стадия 4 – миграция восстановленных адатомов металла $(M^0)ad$ по поверхности катода и их кристаллизация. Элементарными актами, контролирующими стадию 4 и весь процесс получения компактного покрытия, могут быть следующие: миграция адатомов; вхождение их в кристаллическую решетку на плоскости, ребре, выступе; образование зародышей и тому подобное.

К преимуществам электрохимических методов осаждения можно отнести простоту технологического оборудования и высокую производительность, а также хорошую адгезию осаждённых плёнок. В то же время данный метод имеет ряд существенных недостатков. Во-первых, затруднительно осаждение металла на высокоомные слаболегированные пластины. Во-вторых, в результате электрохимического осаждения возможно взаимодействие металла с атомами полупроводника и образование комплексов и интерметаллических соединений (например, формирование комплексов в системе Ni/Si подробно рассматривалось в [31]). В результате взаимодействия в запрещённой зоне полупроводника формируются зарядовые центры, влияющие на работу диода Шоттки [31-35].

Для повышения качества границы раздела металл/полупроводник используются вакуумные методы осаждения, которые будут кратко рассмотрены в следующей главе.

2.2. Вакуумные методы осаждения металлов на поверхность полупроводников

Вакуумные технологии можно считать основным способом осаждения металлов на поверхности полупроводников [1,10]. Вакуумный метод – это общее название технологий осаждения материала, в рамках которых процесс

осаждения протекает в разреженном пространстве (техническом вакууме). Существует большое количество разнообразных вакуумных установок нанесения металлов, в то же время в любой технологии вакуумного осаждения можно выделить три основных процесса, протекающих одновременно [41]:

- 1) генерация направленного потока частиц испаряемого вещества;
- 2) пролёт генерированных частиц в разреженном пространстве от источника к пластине (подложке);
- 3) осаждение (конденсация) частиц на пластине с образованием тонких слоёв.

2.2.1. Физические принципы осаждения слоёв на поверхности полупроводников

В данной главе проведено краткое рассмотрение основных физических процессов, протекающих при формировании плёнок на поверхности подложек. В самом общем виде процесс осаждения может быть представлен схемой, показанной на рис.2.1.

Поток осаждаемого вещества формируется в результате воздействия на мишень. Мишень испускает частицы, которые летят в сторону подложки (поверхности). В области подложки образуется облако пара из осаждаемых частиц. Интенсивность испарения металла из расплава оценивают с использованием уравнения Герца-Кнудсена [9]:

$$N_e = (2\pi mkT)^{1/2} p_e, \quad (2.1)$$

где N_e – число молекул на единицу площади в единицу времени; m – молекулярная (атомная) масса, p_e – равновесное давление пара испаряемого вещества. Это давление пара может быть выражено через скорость потери источником массы на единице площади:

$$R = 4,43 \cdot 10^4 (M/T)^{1/2} p_e, \quad (2.2)$$

где M – масса грамм-моля, p_e – давление пара. Например, для Al $p_e = 1,5$ Па при 1500 К [9]. Суммарная скорость потери массы источником R_T в единицу времени может быть определена интегрированием R по площади источника:

$$R_T = \int R dA_s . \quad (2.3)$$

Поток материала, наносимого на подложку, зависит от косинуса угла ϕ между нормалью к поверхности источника и направлением к поверхности подложки, расположенной на расстоянии d от источника (рис.2.1) [9].

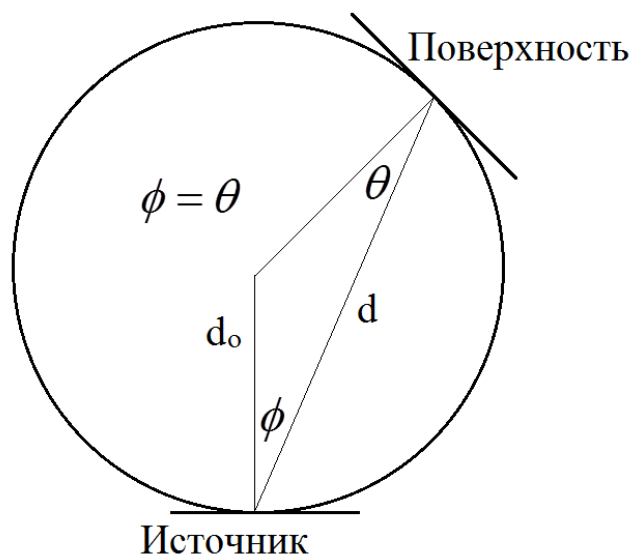


Рисунок 2.1. – Идеализированное изображение источника пара и поверхности, покрываемой плёнкой, представляющей собой сферу радиуса d_0 [9].

Угол между нормалью к поверхности подложки и направлением к источнику обозначим θ , тогда

$$D = \frac{R_T}{\pi d^2} 4 \cos(\phi) \cos(\theta) , \quad (2.4)$$

где D – скорость осаждения [г/см²с].

Скорость осаждения в различных точках подложки зависит от формы источника. В [9] приведены выражения для источника малой площади:

$$D/D_0 = \left[1 + (L/H)^2 \right]^{-2} , \quad (2.5)$$

и для точечного источника

$$D/D_0 = \left[1 + (L/H)^2\right]^{3/2}, \quad (2.5')$$

где D_0 – скорость осаждения непосредственно над источником на расстоянии H от его поверхности, D – скорость осаждения на расстоянии L от центра подложки. Когда источник и подложка расположена на поверхности сферы радиусом d_0 , $\cos(\phi) = \cos(\theta) = d/2d_0$, и уравнение (2.4) принимает вид:

$$D = \frac{R_T}{4\pi d_0^2}, \quad (2.6)$$

т.е. скорость осаждения одинакова во всех точках сферической поверхности. Поэтому в камерах осаждения, рассчитанных на несколько подложек одновременно, используется *планетарная система* подложкодержателя, в которой подложки помещаются на вращающиеся сегменты, расположенные по периметру сферической поверхности относительно источника в соответствии с рис.2.1.

Рассмотрим процессы осаждения плёнок на поверхности подложек, используя некоторые понятия теории зародышеобразования [42]. Капиллярная модель и модель малых зародышей изложены в [42], здесь приведено краткое описание, которое даёт общее представление о процессах, протекающих при напылении. Для количественных оценок необходимо рассмотрение теории, учитывающей возможность взаимодействия между атомами в газовой фазе, формирование молекулярных потоков. Описание моделей начинается со стадии столкновения молекулы пара с подложкой. Для конденсации паров необходимо, чтобы парциальное давление материала плёнки в газовой фазе было равно или превышало равновесное давление паров этого материала над конденсированной фазой при данной температуре [42]. При этом молекулы пара могут адсорбироваться и прочно закрепиться на подложке, либо могут через конечный промежуток времени после адсорбции снова испариться, либо могут мгновенно отразиться от подложки.

В общем случае, атомы пара падают на поверхность подложки с энергиями, значительно превышающими kT (T – температура подложки). Согласно [42], атом паровой фазы, столкнувшись с подложкой, за несколько колебаний решётки теряет практически всю свою кинетическую энергию. За исключением лёгких атомов и очень больших энергий падающих атомов принято считать, что после адсорбции атом практически мгновенно приходит в термодинамическое равновесие с подложкой.

Важным процессом, определяющим саму физическую возможность формирования плёнок, является взаимодействие атомов [42], которое описывается теориями зародышеобразования. Адсорбированные атомы (адатомы), мигрируют по поверхности и сталкиваются с другими атомами. В результате этого могут возникать скопления адатомов, или зародыши. Последние, по сравнению с отдельными атомами, более устойчивы к повторному испарению, т.к. атомы в зародыше связаны друг с другом силами связи, характеризующими энергию конденсации. На поверхности протекают взаимодействия между одиночными адатомами и зародышами. Последние могут захватывать адатомы и, при этом, увеличиваться в размерах, либо терять атомы и распадаться. Капиллярная модель зародышеобразования постулирует, что изменение свободной энергии при образовании зародыша имеет максимум (рис.2.2а). Для образования конденсированной фазы из пересыщенного пара необходимы положительные флуктуации свободной энергии, приводящие к преодолению этого активационного барьера (так называемого «барьера зародышеобразования»).

Величина критического размера зародыша, найденная из капиллярной модели зародышеобразования [42] (для зародыша, имеющего форму сферического купола радиуса r):

$$r^* = -2\sigma_{v-c} / \Delta G_v, \quad (2.7)$$

где σ_{v-c} – свободная энергия поверхности раздела конденсат/пар, $\Delta G_v (<0)$ – изменение свободной энергии при конденсации данного материала в массивном кристалле.

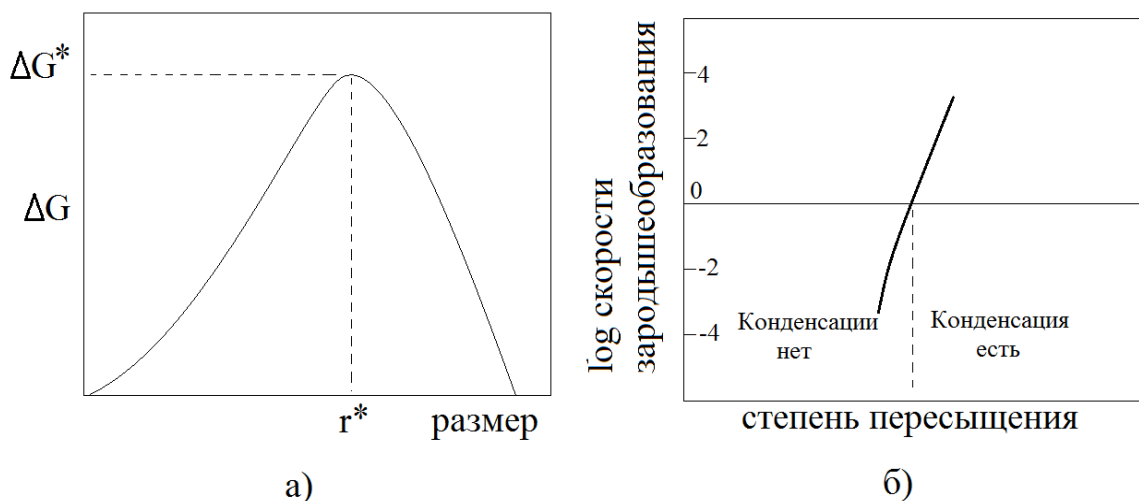


Рисунок 2.2. – а) Зависимость свободной энергии образования зародыша в плёнке от его размера; б) Качественная зависимость скорости зародышеобразования от степени пересыщения [42].

Максимум свободной энергии соответствует минимуму устойчивости зародыша. Добавление одного атома к зародышу критического размера снизит свободную энергию и повысит устойчивость зародыша. Такой кластер имеет тенденцию к росту. При удалении одного атома из зародыша критического размера зародыш имеет тенденцию к распаду.

В теории [42] вводится понятие скорости зародышеобразования как числа зародышей, появляющихся в единицу времени (1 с) на поверхности площадью 1 см^2 . Конденсация атомов и рост плёнки происходит при скорости зародышеобразования, превышающей некий порог (как показано на рис.2.2б). Скорость зародышеобразования зависит от степени пересыщения пара. В [42] порог скорости определяется как 1 зародыш в секунду (на 1 см^2). В случае высокой степени пересыщения размер зародышей увеличивается и происходит явление коалесценции (слияния) островков материала и формирование сплошного слоя.

2.2.2. Конструкция вакуумных установок

Вакуумные установки для нанесения тонких плёнок состоят из следующих основных элементов:

- источника потока частиц осаждаемого материала;
- вакуумной системы, обеспечивающей требуемые условия для проведения технологического процесса;
- транспортно-позиционирующего устройства, обеспечивающего ввод подложек в зону нанесения и ориентацию их относительно потока частиц.



Рисунок 2.3. – Внешний вид комбинированной установки вакуумного напыления TORR International.

Схему типовой установки вакуумного осаждения представим на примере вакуумной системы TORR International (рис.2.3).

Установка вакуумного напыления состоит из следующих основных частей (часть элементов показана на рис.2.3):

- 1) технологическая камера;
- 2) турбомолекулярный насос;
- 3) высоковакуумный шибер;
- 4) система охлаждения (чиллер);
- 5) форвакуумный спиральный насос;
- 6) источник электронно-лучевого испарения (также см. рис. 2.4, поз.2) – это источник потока частиц осаждаемого вещества;
- 7) электроаппаратура, необходимая для работы установки (вакуумметры, блоки питания, контроллеры и т.д.).

Части 1-5 образуют *вакуумную систему*.

Рассмотрим кратко состав и назначение основных компонент установки, используемых в данной методической разработке.

Технологическая вакуумная камера коробчатого типа (рис. 2.4) размером (400×400×500 мм³) изготовлена из электро-полированной нержавеющей стали. Технологическая камера имеет полностью открывающуюся дверь с двумя иллюминаторами. Такая конструкция позволяет легко обслуживать установку, загружать подложки и источники, визуально контролировать процесс напыления. На верхней стенке установлен держатель подложки диаметром 120 мм (рис.2.4, поз.1), который соединен с мотором вращения (рис.2.4, поз.3) через вакуумный ввод. Держатель подложки имеет возможность осуществления резистивного нагрева. На нижней стенке расположен источник электронно-лучевого испарения (рис.2.4, поз.2). В установку загружается определённое количество осаждаемого материала. За источником электронно-лучевого испарения расположен вольфрамовый держатель с возможностью резистивного нагрева (на фотографии не показан). На задней стенке имеются приспособления для крепления вакуумметров, вентиляционных клапанов, датчиков толщины пленки и т.д. Три порта на боковых стенках предусмотрены для магнетронных источников и соответствующих им заслонок (рис. 2.4, поз.4).

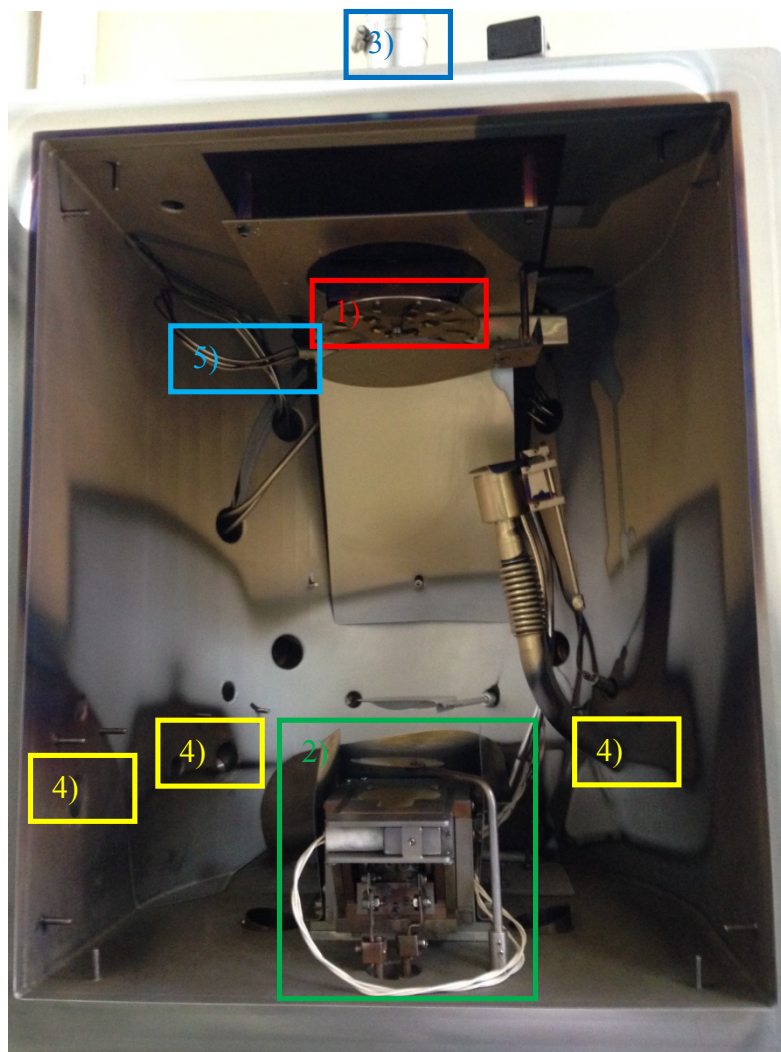


Рисунок 2.4. – Технологическая камера установки вакуумного напыления TORR International.

Вакуумная насосная система включает в себя турбомолекулярный насос производительностью 1000 л/с, высоковакуумный шиббер, позволяющий отсекал технологическую камеру от турбомолекулярного насоса, и форвакуумный сухой спиральный насос, необходимый для создания предварительного вакуума в технологическом объеме и во внутреннем объеме турбомолекулярного насоса. Система измерения и контроля вакуума работает в диапазоне от 760 до 10^{-9} Торр и состоит из комбинации вакуумметра с холодным катодом и термопарного вакуумметра с контроллером и системой считывания показаний.



Рисунок 2.5. – Верхний блок электроаппаратуры установки вакуумного напыления TORR International.

Источник электронно-лучевого испарения имеет четыре поворачивающиеся позиции с графитовыми тиглями испаряемых материалов, систему отклонения электронного луча на 270° . Для ускорения электронов используется источник высокого напряжения (до 6000 В) с максимальной мощностью 3000 Вт. Система позволяет автоматически менять и контролировать положение тиглей с испаряемыми материалами. Для более эффективного использования испаряемого материала в системе имеется модуль круговой развертки электронного пучка по амплитуде и частоте развертки.



Рисунок 2.6. – Нижний блок электроаппаратуры установки вакуумного напыления TORR International.

Кварцевый датчик толщины пленки с водяным охлаждением кристалла (рис.2.4, поз.5), находящийся внутри технологической камеры, позволяет определять скорость нанесения и толщину пленки. Контроллер толщины (рис.2.5, поз.1) связан с источником высокого напряжения (рис.2.6, поз.1) для реализации возможности полуавтоматического контроля процесса осаждения. Таким образом, установка TORR International представляет собой универсальную вакуумную систему, в которой реализованы три способа генерации потока частиц осаждаемого вещества:

а) испарение твердотельной мишени осаждаемого вещества электронным пучком (рис.2.4, поз.2);

- б) испарение твердотельной мишени осаждаемого вещества за счёт резистивного нагрева держателя;
- в) распыление мишени осаждаемого вещества в плазме тлеющего разряда (магнетронное распыление).



Рисунок 2.7. – Блок управления клапанами и блок управления турбомолекулярным насосом TORR International.

Универсальность подходов вакуумного осаждения позволяет конструктивно объединять разные методики в один блок. Ниже описаны основные особенности различных вакуумных методов осаждения.

2.3. Классификация вакуумных методов осаждения

В свете вышеизложенного наиболее разумным способом классификации методов осаждения представляется классификация по методу генерации потока частиц, приведённая на рис.2.8 [41]. Разумеется, такая классификация не является единственной и не охватывает все возможные методы осаждения [29].

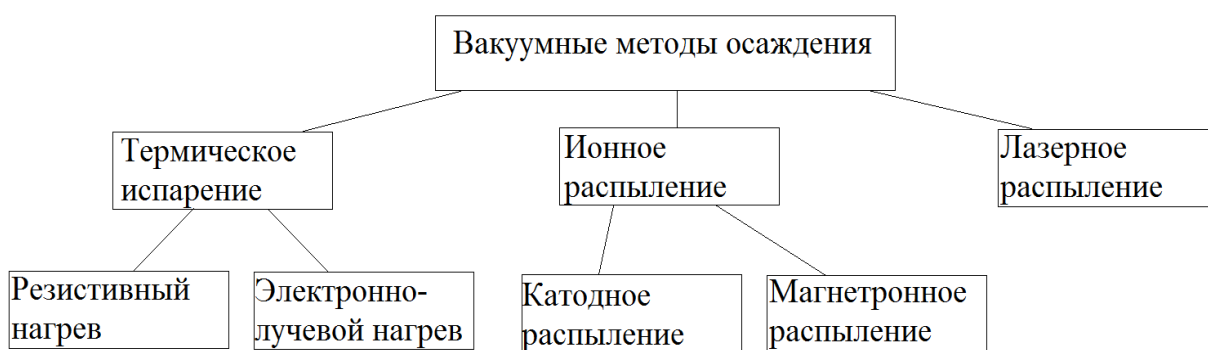


Рисунок 2.8 – Методы получения тонких плёнок в вакууме [41].

Методы генерации отличаются по физическому принципу подвода энергии к распыляемому материалу, который приводит к его распылению. Различают термическое испарение, ионное испарение и лазерное испарение. Ниже рассмотрены некоторые технологические подходы, основанные на указанных выше принципах [9].

2.3.1. Испарение с использованием резистивного нагрева

На рис.2.9 показана полоска из тугоплавкого материала («испаритель»), например, вольфрама, с небольшим кусочком Al («навеска»), размещённом в специальном углублении («лодочке»). При протекании электрического тока происходит разогрев испарителя и, соответственно, навески, находящейся на испарителе. В результате из навески вылетает газообразный поток вещества (температура нагрева ниже температуры плавления держателя). В зависимости от типа осаждаемого материала происходит либо сублимация, либо испарение навески.



Рисунок 2.9. – Фотография элемента вакуумной установки с испарителем для резистивного нагрева мишени (выделенная область).

Во втором случае процесс генерации проходит стадию плавления материала навески. Во избежание растекания расплавленной навески в испарителе формируется специальное углубление либо материал навески полностью смачивает поверхность лодочки (рис.2.9). Существует большое количество вариантов формы испарителя, зависящих от конфигурации вакуумной системы. Например, для испарения Al проволоки может использоваться испаритель в виде вольфрамовой спирали, смачиваемой алюминием [9]. Разновидностью резистивного испарения является «взрывное» испарение, в процессе которого на нагретую поверхность небольшими порциями капает испаряемый сплав. При этом происходит быстрый нагрев, и все компоненты сплава переносятся на подложку.

К недостаткам метода резистивного нагрева относятся возможность загрязнения плёнки материалом нагревателя (особенно при ошибочном выборе режимов испарения), малой величине загрузки (что ограничивает предельную толщину плёнки), низком сроке службы испарителей. Несмотря

на недостатки, термическое испарение используется для формирования слоёв Au, Ni, Al и др. [9,29].

2.3.2. Электронно-лучевое испарение

На рис.2.10 схематически показан источник с электронно-лучевым испарением.

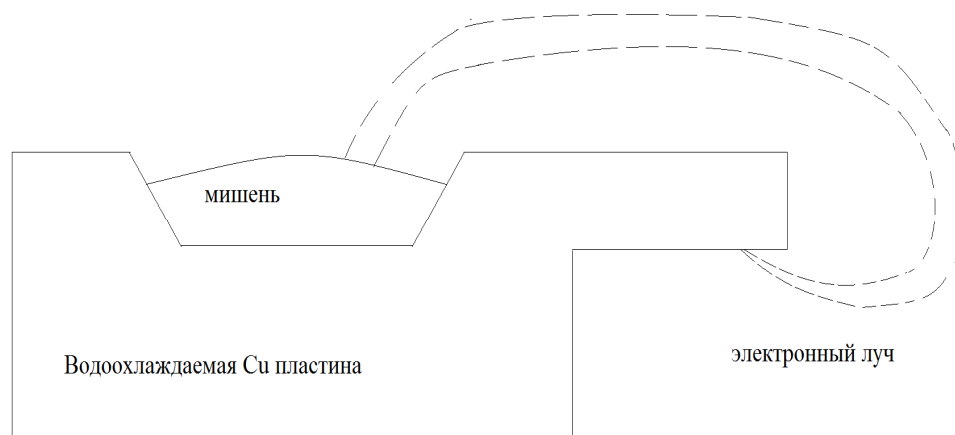


Рисунок 2.10. – Система электронно-лучевого испарения.

Горячий катод испускает пучок электронов с величиной тока ~ 1 А, которые ускоряются в поле напряжением 5 – 6 кВ и бомбардируют поверхность испаряемого вещества («мишень») [9]. За счёт отклонения пучка электронов в магнитном поле удаётся экранировать катод для того, чтобы примеси с катода не попадали на подложки. Сканирование электронного пучка по поверхности расплава предотвращает неоднородность скорости осаждения, которая может иметь место при образовании углубления в расплавленном источнике. При использовании источника большого размера можно выполнить осаждение сравнительно толстого слоя без нарушения вакуума и перегрузки источника. Применение большого источника позволяет также отодвинуть пластины от источника для снижения энергии частиц, осаждаемых на поверхность (таким образом снижается дефектообразование при нанесении металла [26]). Кроме того, большое расстояние до мишени позволяет использовать планетарную систему подложкодержателя (для осаждения на несколько подложек одновременно). Разместив несколько

источников в камере и перемещая электронный пучок (либо сами источники) можно осаждать многослойные плёнки, либо плёнки разного состава. Путём поочерёдного испарения нескольких источников можно также осаждать плёнки на основе сплавов. Электронный пучок обладает большой мощностью, поэтому при интенсивном испарении можно достичь высоких скоростей осаждения. При избыточной мощности пучка поверхность подложки может повреждаться каплями металла, которые разбрызгиваются из источника при интенсивном испарении металла. Методом электронно-лучевого испарения осаждается широкий спектр металлов (Pd, Au, Ti, Mo, Pt, W), полупроводников (Si, Ge) и диэлектриков (Al_2O_3 , SiO_2) [9].

Недостатком электронно-лучевого испарения является генерация характеристического рентгеновского излучения электронным пучком, ускоренным напряжением порядка 5 – 6 кВ (например, излучение К-оболочки Al). Рентгеновское излучение распространяется вместе с основным потоком частиц испаряемого вещества, оно проникает в поверхностные слои Si подложек и может изменить зарядовые состояния поверхностных энергетических уровней, что приведёт к изменению ёмкостных характеристик МОП-приборов. После осаждения плёнки Si пластины подвергаются отжигу [9].

2.3.3. Источники с индукционным нагревом

На рис.2.11 схематически показан источник испарения с индукционным нагревом. Тигель, в который помещается испаряемое вещество, обычно изготавливают из BN. Нагрев осуществляется при пропускании ВЧ тока через водоохлаждаемый индуктор. В этом процессе также достигается высокая скорость осаждения. Его преимуществом перед электронно-лучевым испарением является отсутствие ионизирующего излучения. Так же, как и в предыдущем случае, при интенсивном ВЧ нагреве материала может происходить разбрызгивание капель расплавленного материала на подложки. Метод применим для испарения большого количества металлов [9].

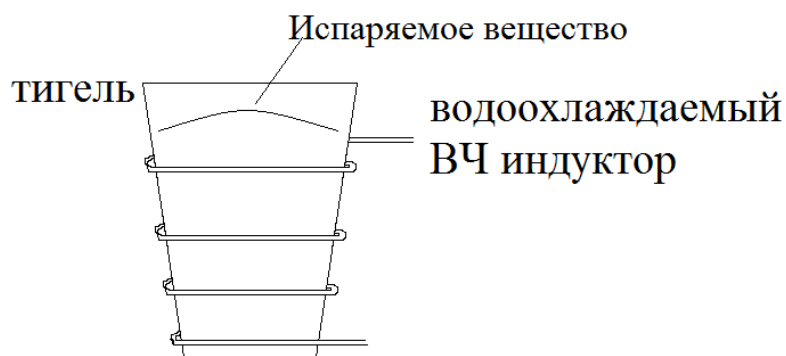


Рисунок 2.11. – Источника испарения с индукционным нагревом.

2.3.4. Ионное распыление

Распыление является физическим процессом, включающим ускорение ионов, обычно Ar^+ , посредством градиента потенциала и бомбардировку этими ионами мишени или катода. За счёт передачи импульса приповерхностные атомы материала мишени испаряются и переносятся в виде потока частиц на подложки, на которых происходит рост плёнки. Алюминий трудно распылять обычным способом, т.к. окисляющиеся реагенты в остаточном газе образуют стабильный окисел на его поверхности в процессе воздействия ионов. Для предотвращения окисления требуется обеспечить высокую плотность ионного тока, для этого чаще всего используются магнитные поля для захвата электронов и повышения их ионизирующей активности (магнетронное распыление) [9]. Ионно-лучевое распыление можно также использовать для осаждения различных металлов и диэлектриков.

Следует отметить некоторые особенности ионного распыления [9]: 1) возможность осаждения плёнок сплавов, состав которых подобен составу мишени; 2) внедрение Ar и фонового газа в плёнку; 3) нагрев подложек в обычных диодных системах до значительной температуры ($350^{\circ}C$) вторичными электронами, испускаемыми мишенью. Часто подложки подвергают воздействию ВЧ разряда, что приводит к бомбардировке их

ионами. Если энергия ВЧ-разряда подведена перед операцией осаждения, процесс называется ионным травлением. За счёт ионного травления могут быть удалены остаточные окисные и другие плёнки [9].

2.3.4. Магнетронное распыление

Осаждение металлов и сплавов с высокой скоростью стало возможным после того, как был разработан процесс магнетронного распыления [9]. Это связано с большой плотностью потока на поверхности мишени во время процесса распыления. По принципу действия магнетронное распыление подобно ионному, но отличается от него наличием магнитных полей, задающих траекторию электронных пучков. За счёт более высокой степени ионизации газа электронами создаётся более высокая плотность ионного тока. Существует два варианта магнетронного распыления. В первом варианте (рис.2.12а) использован конический магнетрон или S-пушка (распыляющая пушка). Особенностью этого варианта является использование концентрического анода и катода с круговой симметрией. В коническом магнетроне поток распыляемого вещества меньше определяемого в соответствии с косинусным распределением, поэтому для одновременного покрытия большого числа подложек может быть использована планетарная система [9]. На рис.2.12б показана другая система: планарный магнетрон. Он может иметь изменяемую длину, так что плёнкой можно покрывать большие площади подложки. Обычно пластины размещают на плоскости перед магнетроном. Данная конфигурация также применима в системах с планетарным держателем подложек. Напряжение магнетронных источников значительно меньше или равно напряжению электронно-лучевого источника, поэтому магнетрон генерирует меньшее проникающее излучение [9]. При этом наличие атмосферы Ar (в отличие от метода электронно-лучевого испарения) снижает длину свободного пробега атомов испаряемого вещества, приводит к тому, что источник вещества необходимо располагать ближе к поверхности подложек, что увеличивает

энергию частиц, осаждаемых на поверхность. Общим недостатком ионных методов распыления является зарядка непроводящих мишеней ионами в процессе распыления. Этот заряд частично экранирует поток распыляющих частиц, поэтому непроводящие мишени распыляются с помощью переменного ВЧ-разряда.

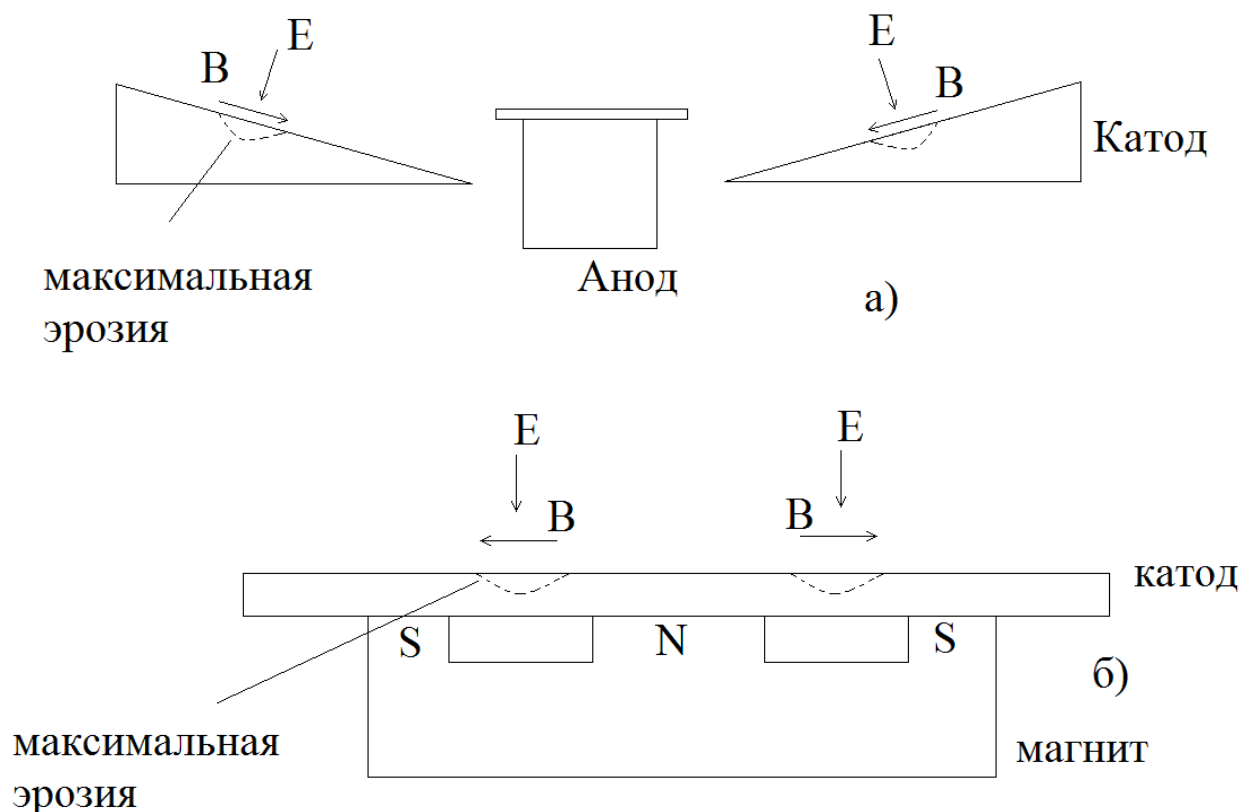


Рисунок 2.12. – а) Поперечное сечение конического магнетрона; б) Поперечное сечение планарного магнетрона.

2.3.5. Лазерное распыление

В процессе лазерного распыления направленный поток частиц генерируется при распылении мишени импульсным лазером высокой мощности. Лазер работает в режиме модулированной добротности, в результате мишень облучается импульсами максимальной энергии (характерные значения энергии в импульсе – 500 мДж). Вследствие воздействия излучения высокой мощности происходит «выбивание» частиц

мишени, которые перемещаются к подложке и осаждаются на ней [43]. Одним из преимуществ лазерного распыления является отсутствие электрического заряда при воздействии на мишень. Методом лазерного распыления эффективно осаждаются плёнки на основе непроводящих материалов. В то же время материалы, подвергаемые распылению, должны эффективно поглощать лазерное излучение (быть непрозрачными для выбранной длины волны). К другим недостаткам лазерного распыления можно отнести сложность в управлении толщинами слоёв, а также низкую однородность формируемых плёнок. В результате воздействия лазера из мишени могут «выбиваться» сравнительно крупные частицы, размеры которых превышают номинальную толщину осаждаемых слоёв. Это приводит к высокой неоднородности формируемых плёнок.

3. Технологический процесс создания диодов Шоттки

В практической части пособия предлагается изготовление и исследование свойств диодов Шоттки Au/GaAs, Ni/GaAs. Для формирования диодов используется метод электронно-лучевого испарения в вакууме [9]. Указанный метод характеризуется минимальным воздействием осаждаемого металла на приповерхностные слои полупроводника.

3.1. Технологические операции для изготовления диодов Шоттки на основе контактов металл/полупроводник GaAs

В работе предлагается осаждение Au слоя на полупроводник. Используемая в работе полупроводниковая пластина представляет собой гомоэпитаксиальный слой GaAs, выращенный на подложке GaAs (100) методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении [25]. Тонкая металлическая пленка золота (толщиной около 30 нм) формируется методом электронно-лучевого испарения в вакууме на комбинированной установке вакуумного напыления TORR International.

Технологический процесс изготовления диодов Шоттки методом электронно-лучевого испарения металла в вакууме включает в себя следующие основные этапы: подготовка вакуумной установки к испарению; химическая подготовка поверхности полупроводника; загрузка образцов, навесок, испарителей в технологическую камеру установки вакуумного напыления; откачка рабочего объема; напыление контакта; разгрузка установки вакуумного напыления; фотолитография рисунка контактов; травление металлической пленки; травление полупроводниковой пленки, создание меза-структур на поверхности; вжигание базового омического контакта. В работе предлагается самостоятельно изготовить диоды Шоттки на установке TORR International и измерить их основные электрофизические характеристики.

3.2.1. Задание 1.

Произвести вакуумное напыление тонкой металлической пленки золота на GaAs. Для этого следует выполнить следующие операции:

а) Подготовить вакуумную установку к испарению.

Произвести подготовку помещения к напылению, очистку химической посуды, проверку функционирования основных узлов установки, задействованных в технологическом процессе, проверку исправности заземления, механическую и химическую очистку внутренней поверхности технологической камеры установки, а также держателя подложек.

б) Взять образец, представляющий собой выращенную методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении эпитаксиальную пленку GaAs на подложке легированного GaAs (001) n-типа. Подготовить навеску золота пробы 999,9 массой не менее 0,5 г.

в) Произвести химическую подготовку поверхности полупроводника к напылению.

Тщательно очистить поверхность полупроводника от загрязнений в ацетоне с использованием ультразвуковой ванны, выполнить обезжиривание (прокипятить образец 1 раз в толуоле марки ОСЧ и 2 раза в ацетоне марки ОСЧ).

г) Откачать технологическую камеру.

Закрывать технологическую камеру. Проверить отсутствие срабатывания блокировок (лампа рис.2.5, поз.6 «PLC Alarm» не должна гореть), производительность насоса системы охлаждения (лампа рис.2.7, поз.1 «Water INTL» должна гореть), давление в пневмо-магистрале (5 – 6 атм). Выключить напуск воздуха в объем (переключатель рис.2.5 и «Vent» перевести вниз). Открыть высоковакуумный шибер (переключатель «Full» перевести вверх, переключатель «Throttle» блока переключателей рис.2.7, поз.2 «Gate Valve» перевести вниз). Включить вакуумный насос (переключатель рис.2.5 к «Vacuum» перевести вверх). Давление контролировать по блоку контроллера вакуумметров (рис.2.5, поз.5). После

достижения давления 10^{-2} Торр ослабить механические запоры загрузочной двери технологического объема установки. Произвести откачку системы до давления $5 \cdot 10^{-6}$ Торр.

д) Напылить металлическую золотую пленку. Для этого необходимо включить вращение образцов, поставив переключатель «Rotation» вверх, ручкой «RPM Control» выбрать нужную частоту вращения образцов, включить нагрев образцов до температуры 50°C (рис.2.5, поз.4) переключатель рис.2.5, поз.7 «Heater» вверх. Включить систему отклонения электронного луча, выставить необходимую частоту и амплитуду сканирования луча. Включить прогрев вольфрамового катода источника электронно-лучевого испарения (кнопка «FIL ON» высоковольтного источника питания рис.2.6, поз.1), ручкой «Voltage» выставить значение высокого напряжения (при нажатой кнопке «Preset»). После прогрева катода в течение 5 минут подать высокое напряжение на источник (кнопкой «HV»), ручкой «Current» выставить необходимое значение тока в мА. После расплавления навески открыть заслонку электронно-лучевого источника (переключатель рис.2.7, поз.3 «E-beam» вверх). После достижения необходимой скорости испарения по контроллеру толщины (рис.2.5, поз.1) открыть заслонку образцов (переключатель рис.2.7, поз.4 «Substrate» вверх). По достижении необходимой толщины контакта (по контроллеру толщины) закрыть обе заслонки, выключить высоковольтный источник питания. После остывания образцов, полной остановки турбомолекулярного насоса и напуска воздуха в технологическую камеру производится выгрузка образцов. Качество полученной металлической пленки оценивается визуально (на микроскопе МБС-1). При этом металлическая пленка не должна иметь явных отслоений или неоднородностей толщины.

3.2.2. Задание 2.

Сформировать меза-структуры на поверхности образцов (рис.3.1), полученной после выполнения Задания 1, с помощью фотолитографии и химического травления.

Вторым этапом создания диодов Шоттки является формирование контакта нужного размера и формы. Для контроля параметров контакты в диодах Шоттки имеют форму круга (для того, чтобы исключить неоднородность электрического поля на углах контакта). Рисунок металлических контактов на поверхности полупроводника можно сформировать несколькими способами. Применяются следующие методы: контактная литография (при которой напыление производится через полированную молибденовую маску с рисунком контактов) и формирование меза-структуры с помощью комбинации методов фотолитографии и химического травления. В первом методе качество получаемых диодов Шоттки оказывается значительно хуже. Так как в этом случае, во-первых, толщина контакта получается неравномерной, во-вторых, невозможно контролировать (ограничивать) плотность тока, в-третьих, возможны утечки тока через боковые грани сколотого кристалла полупроводника. В основном данный метод формирования диодов Шоттки применяется нами для экспрессных измерений параметров эпитаксиальных пленок.

Для получения качественных диодов Шоттки используется второй метод формирования контактов на поверхности полупроводника (формирование меза-структуры).

На первом этапе фотолитографии формируется рисунок контактов, которые представляют собой кружки с диаметром 460 мкм. Затем проводится химическое травление золота в растворе $I:KI:H_2O$. Данный раствор хорошо удаляет золото с поверхности образца и не реагирует с GaAs. После этого производится формирование меза-структур с контактом Au/GaAs. На втором этапе фотолитографии формируется рисунок мез поверх рисунка контактов; мезы представляют собой кружки с диаметром 500 мкм. После

этого химически стравливается эпитаксиальная пленка GaAs n -типа до подложки n^+ -типа, в областях, не закрытых маской из фоторезиста. Травление проводится в растворе $H_2O_2:HF:H_2O$.

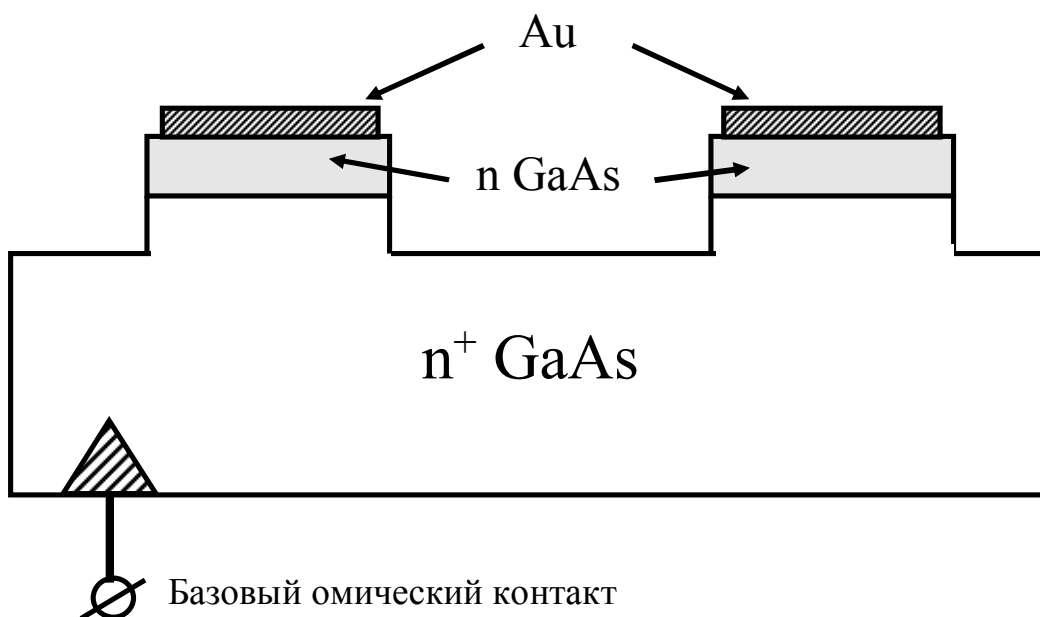


Рисунок 3.1. – Схематическое изображение двойного диода Шоттки на основе контакта Au/GaAs.

В последней части задания требуется сформировать базовый омический контакт к подложке GaAs n -типа. Данный контакт формируется путем электро-искрового вжигания оловянной фольги в поверхность подложки образца (обычно с краю).

3.2.3. Задание 3.

Измерение электрофизических характеристик сформированных диодов. Измеряются вольтамперные и вольтфарадные характеристики. Измерения вольтамперных характеристик производятся в полуавтоматическом режиме с помощью источника-измерителя токов и напряжений Keithley 2400; лицевая панель прибора показана на рис.3.2а. Для измерения используется встроенная программа прибора, позволяющая подавать напряжения по установленному алгоритму и при каждом значении напряжения измерять ток.

Для измерений ВАХ алгоритм представляет собой постепенное увеличение напряжения от минимального к максимальному с заданным шагом.



а)



б)

Рисунок 3.2. – а) Лицевая панель измерителя токов и напряжений Keithley 2400; б) Установка для измерения ёмкости на базе измерителя E7-12.

Для измерений выполняется следующая последовательность операций.

1) Поместить образец на держатель, присоединить контакты. Для измерений в жидком азоте (при температуре 77 К) держатель с образцом помещается в сосуд Дьюара.

2) Включить прибор. Установить режим источника напряжения, измерителя токов (meas – I, source – V).

3) Задать программу измерений, для этого нажать кнопки **config**→**sweep**. В подменю режима *sweep* выбрать *type*→**enter**, *stair*→**enter**. Задать начальное значение напряжения (для диода Шоттки –5 В)→**enter**, конечное значение напряжения (1,5 – 2 В) →**enter**. Для подачи напряжения на диод нажать кнопку **on/off** (в первый момент измерений напряжение должно быть равно 0). Для измерений нажать кнопку **sweep**. По окончании выполнения программы отключить диод от напряжения кнопкой **on/off**.

4) Передать данные на персональный компьютер с помощью специальной программы. Данные на компьютере формируются в виде *dat* – файла. Графики ВАХ строятся с помощью программы обработки *dat* – файлов, например, QTI Plot [44].

5) Типичный график ВАХ показан на рис.3.3а. Ось ординат строится в логарифмическом масштабе. По графику в соответствии с методикой, изложенной в п.1.5.1, рассчитываются значения высоты потенциального барьера и коэффициента неидеальности.

Измерение вольтфарадных характеристик производится с помощью измерителя сопротивлений, ёмкостей и индуктивностей E7-12 (рис.3.2б), соединённого с персональным компьютером. Процесс измерений управляется персональным компьютером. Для измерений необходимо:

1) Поместить образец на держатель, присоединить контакты. Для измерений в жидком азоте (при температуре 77 К) держатель с образцом помещается в сосуд Дьюара.

2) Включить прибор и компьютер. Измерить ёмкость разомкнутой цепи (для этого разомкнуть цепь с диодом). Установить режимы измерений клавишей «у» (начальное и конечное напряжение, шаг по напряжению, число усреднений, максимальную проводимость).

3) Нажать клавишу «и» для начала измерений. Измерения проводятся в автоматическом режиме.

4) Записать данные с помощью клавиши «з». Данные на компьютере формируются в виде dat – файла. Графики ВФХ строятся с помощью программы обработки dat – файлов, например, QTI Plot [44].

5) Типичный график ВФХ показан на рис.3.3б. По графику в соответствии с методикой, изложенной в п.1.5.2, рассчитываются значения высоты потенциального барьера и концентрации носителей в приповерхностном слое.

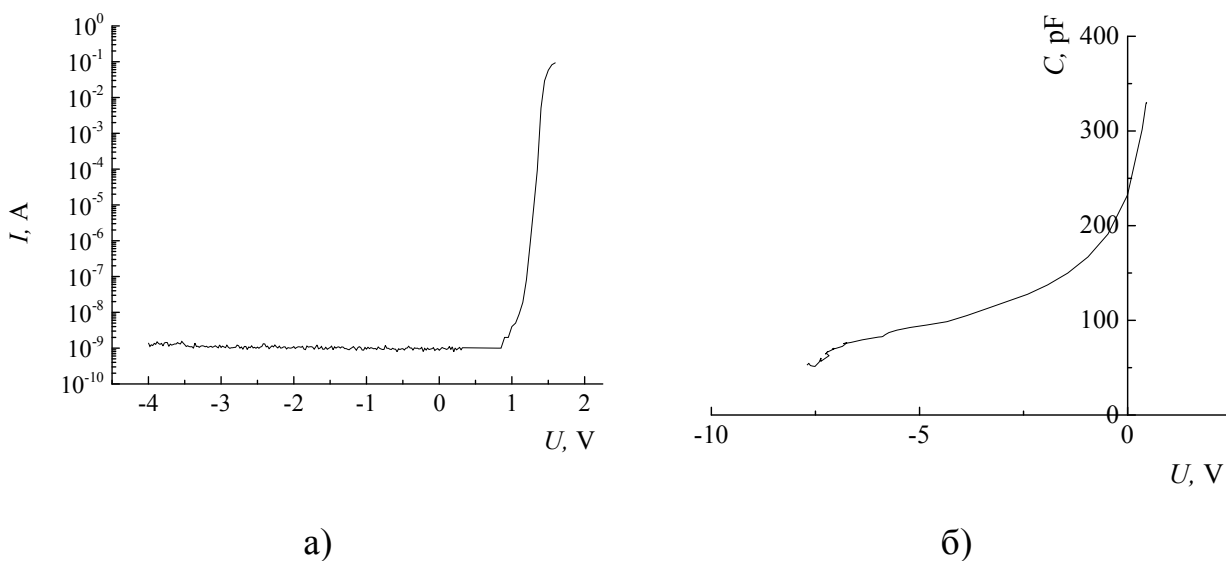


Рисунок 3.3. – а) Вольтамперная характеристика диода Шоттки Au/GaAs, измеренная при температуре 300 К; б) Вольтфарадная характеристика диода Шоттки Au/GaAs, измеренная при температуре 300 К.

Заключение

В пособии описаны основные свойства контактов металл/полупроводник, образующих барьер Шоттки. Рассмотрены методы измерений и расчёта характеристик диода Шоттки. Изложены основы технологии формирования контактов металл/полупроводник. Приведено описание вакуумных методов, в том числе, метода электронно-лучевого испарения. Предложено выполнение практической работы по формированию и исследованию диода Шоттки.

Список цитированной литературы

- [1] Стриха, В.И. Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки (физика, технология применение) / В.И. Стриха, Е.В. Бузанева, И.А. Радзиевский // Москва: Сов. радио. - 1974. – 248 с.
- [2] Ефимов, И.Е. Основы микроэлектроники. Учебник для студентов / И.Е. Ефимов, И.Я. Козырь // М.: Высш. шк. - 1983. - 384 с.
- [3] Щука, А.А. Нанoeлектроника / А.А. Щука // М.: Физматкнига. - 2007. - 464 С.
- [4] Livingstone, A. W. Electroluminescence in forward-biased zinc selenide Schottky diodes / A. W. Livingstone, K. Turvey, J. W. Allen // Sol. State Electr. - 1973. - V.16, n.3. - P.351-356.
- [5] Инжекционная электролюминесценция в квантово-размерных структурах InGaAs/GaAs с контактом металл/полупроводник и металл/окисел/полупроводник / М.В. Дорохин, П.Б. Демина, Н.В. Байдусь, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, М.М. Прокофьева // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. - 2010. – В.5. - С.34-39.
- [6] Schmidt, G. Concepts for spin injection into semiconductor – a review / G. Schmidt // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2005. - V.38. - P.R107-R122.
- [7] Spin-polarized light-emitting diodes and lasers / M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2007. - V.40. - P.R179–R203.
- [8] Родерик, Э.Х. Контакты металл-полупроводник / Э.Х. Родерик // М.: Радио и связь. - 1982. - 209 с.
- [9] Технология СБИС / под ред. С. Зи // М.: Мир. - 1986. – Т.2. - 453 с.
- [10] Технология тонких плёнок, Т.1 / под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга // Сов. Радио. - 1977. – 664 с.
- [11] Concepts in Spin Electronics / Ed. by S. Maekawa. - New York: Oxford University Press, 2006. - 398 p.
- [12] Курносков, А.И. Технология производства полупроводниковых приборов и интегральных микросхем / М. Высш. Шк. - 1986. - 368 с.

- [13] Ludeke, R. The formation of interfaces on GaAs and related semiconductors: a reassessment / R. Ludeke // Surface Science. - 1983. - V.132. - P.143-168.
- [14] Formation of a body-centered-cubic Fe-based alloy at the Fe/GaAs (001) interface / P. Schieffer, A. Guivarc'h, C. Lallaizon, B. Lepine, D. Sebilliau, P. Turban, G. Jezequel // Appl. Phys. Lett. - 2006. - V.89, n.16. - P.161923.
- [15] Киреев, П.С. Физика полупроводников / П.С. Киреев // М.: Высш. шк. - 1975. - 584 с.
- [16] Зи, С. Физика полупроводниковых приборов / С. Зи // М.: Мир. 1984. - Т.1. - 456 с.
- [17] Analysis of nonideal Schottky and *p-n* junction diodes – Extraction of parameters from I-V plots / M. Lyakas, R. Zaharia, M. Eizenberg // J. Appl. Phys. – 1995. - V.78. - P.5481-5489.
- [18] Electrical study of Schottky barriers on atomically clean GaAs (100) surfaces / N. Newman, M. van Schilfgaarde, T. Kendelewicz, M.D. Williams, W.E. Spicer // Phys. Rev. B. - 1986. - V.33, n.2. - P.1146-1159.
- [19] Williams, R.H. The Schottky Barrier Problem / R.H. Williams // Contemp. Phys. - 1982. - V.23. - P.329-351.
- [20] Card, H.C. The effect of an interfacial layer on minority carrier injection in forward biased silicon Schottky diodes / H.C. Card, E.H. Rhoderick // Sol. State Electr. - 1973. V.16, n.3. - P.365-374.
- [21] Card. E.H. Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes / H.C. Card, E.H. Rhoderick // J. Phys. D. Appl. Phys. - 1971. - V.4, n.10. - P.1589-1602.
- [22] Влияние промежуточного окисного слоя в гетероструктурах металл - квантово-размерный полупроводник In(Ga)As/GaAs на эффективность электролюминесценции / Н.В. Байдусь, П.Б. Демина, М.В. Дорохин., Б.Н. Звонков, Е.И. Малышева, Е.А. Ускова // ФТП. - 2005. - Т.39, в.1. - С.25-29.
- [23] Аваев, Н.А. Основы микроэлектроники / Н.А. Аваев, Ю.Е. Наумов, В.Т. Фролкин // М.: Радио и связь. - 1991. – 288 с.
- [24] Шалимова, К.В. Физика полупроводников / К.В. Шалимова // Энергия. - 1976. - 416 с.

- [25] Применение лазерного распыления для получения полупроводниковых структур / Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, Ю.Н. Дроздов, В.В. Подольский, М.В. Сапожников // Оптич. Журнал. 2008. - Т.75, в.6. - С.56-61.
- [26] Дорохин, М.В. Исследование свойств светоизлучающих эпитаксиальных GaAs структур, содержащих ферромагнитные слои / М.В. Дорохин // автореферат канд. дисс. Н. Новгород. - 2007. - 19 с.
- [27] Structural model of III-V compound semiconductor Schottky barriers / B.W. Lee, D. C. Wang, R.K. Ni, G. Xu, M. Rowe // J. Vac. Sci. Tech. - 1982. - V.21, n.2. - P.577-591.
- [28] Systematics of chemical structure and Schottky barriers at compound semiconductor-metal interfaces // L.J. Brillison, C.F. Brucker, A.D. Katnani, N.G. Stoffel, R. Daniels, C. Margaritondo // Surface Science. - 1983. - V.132. - P.212-232.
- [29] Диффузия Ni, Ga и As в поверхностном слое GaAs и характеристика контакта Ni/GaAs. / В.А. Усков, А.Б. Федотов, Е.А. Ерофеева, А.И. Родионов, Д.Т. Джумакулов // Неорг. Материалы. - 1987. - Т.32, в.2. - С.186-189.
- [30] Atomic interdiffusion at Au-GaAs interfaces studied with Al interlayers / L.J. Brillison, R.S. Bauer, R.Z. Bachrach, G. Hansson // Phys. Rev. B. - 1981. - V.23, n.12. - P.6204-6215.
- [31] Interfacial chemistry and Schottky-barrier formation of the Ni/InP (110) and Ni/GaAs(100) interfaces / T. Kendelewicz, M.D. Williams, W.G. Petro, I. Lindau, W.E. Spicer // Phys. Rev. B. - 1985. - V.32, n.6. - P.3758-3765.
- [32] Epitaxy, overlayer growth, and surface segregation for Co/GaAs(110) and Co/GaAs(100)-c(8×2) / F. Xu, J.J. Joyce, M.W. Ruckman, H.-W. Chen, F. Boscherini, D.M. Hill, S.A. Chambers, J.H. Weaver // Phys. Rev. B. - 1981. - V.35, n.5. - P.2375-2384.
- [33] Процессы твердотельной перекристаллизации в структурах Ni-GaAs, Pd-GaAs / Л.М. Красильникова, И.В. Ивонин, М.П. Якубеня, Н.К. Максимова, Г.К. Арбузова // Изв. Вузов. Физика. - 1989. - В.3. - С.60-65.
- [34] Deep-level Luminescence in Ni-diffused GaAs / Y. Yasufumi, A. Kojima, T. Nishino, Y. Hamakawa // Jap. J. Appl. Phys. - 1983. - V.22, n.7. - P.1476-1478.

- [35] Abruptness of semiconductor-metal interfaces / L.J. Brillison, C.F. Brucker, N.G. Stoffel, A.D. Katnani, C. Margaritondo // Phys. Rev. Lett. - 1981. - V.46, n.13. - P.838-841.
- [36] Kim, D.M. Characterization and modelling of temperature-dependent barrier heights and ideality factors in GaAs Schottky diodes / D.M. Kim, D.H. Kim, S.Y. Lee // Solid State El. - 2007. - V.51. - P.865-869.
- [37] Ландау, Л.Д. Квантовая механика. Нерелятивистская теория / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // - М.: Наука. - 1989. -521 с.
- [38] Zutic, I. Spintronics: Fundamentals and applications / I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma // Rev. Mod. Phys. - 2004. - V.76. - P.323-410.
- [39] Грилихес, С.Я. Электрохимические и химические покрытия / С.Я. Грилихес, К.И. Тихонов // Л.: Химия. - 1990. - 288 с.
- [40] Батенков, В.А. Электрохимия полупроводников / В.А. Батенков // Барнаул: Изд-во Алт. ун-та. - 2002. - 162 с.
- [41] Ершов, А.В. Напыление тонких плёнок методом испарения в вакууме. Лабораторная работа / А.В. Ершов, А.И. Машин, И.Б. Яшанин // ННГУ. - 1993. - 17 с.
- [42] Технология тонких плёнок, Т.2 / под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга // Сов. Радио. - 1977. – 768 с.
- [43] Ferromagnetism in epitaxial germanium and silicon layers supersaturated with manganese and iron impurities / E.S. Demidov, Yu.A. Danilov, V.V. Podol'ski, V.P. Lesnikov, M.V. Sapozhnikov, A.I. Suchkov // JETP Letters. - 2006. - V.83, n.12. - P.568–571.
- [44] <http://soft.proindependent.com/qtiplot.html>